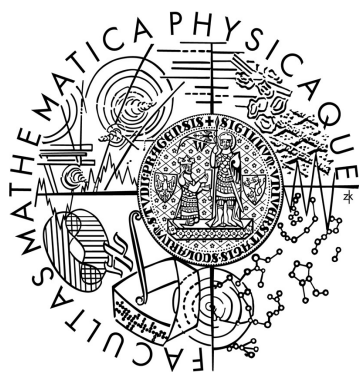


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Eva Jesenská

Studium fyzikálních vlastností metalických nanostruktur s indukovanou magnetickou anizotropií

Fyzikální ústav UK

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Martin Veis, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Optoelektronika a fotonika

Praha 2013

Pod'akovanie

V prvom rade by som sa rada pod'akovala RNDr. Martinovi Veisovi, Ph.D. za vedenie tejto diplomovej práce a za všetku pomoc, konzultácie a veľké množstvo času, ktorý mi venoval. Taktiež mu ďakujem za množstvo nových znalostí, skúseností a kontaktov, ktoré som pod jeho vedením získala.

Rada by som sa pod'akovala aj Ing. Michalovi Urbánkovi, Ph.D. za dodanie v tejto práci skúmaných vzoriek.

Ďalej by som sa rada pod'akovala všetkým pracovníkom a študentom oddelenia magnetooptiky, za pomoc a príjemne strávený spoločný čas.

V poslednom rade moja vďaka patrí mojej mame a rodine.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracovala samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 2.8.2013

Název práce: Studium fyzikálních vlastností metalických nanostruktur s
indukovanou magnetickou anizotropií

Autor: Bc. Eva Jesenská

Katedra / Ústav: Fyzikální ústav UK

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Martin Veis, Ph.D., Fyzikální ústav UK

Abstrakt: Táto diplomová práca sa zameriava na systematické štúdium fyzikálnych vlastností magnetických nanoštruktúr vo forme kovových multivrstiev. Konkrétne sa jedná o spinové ventily na báze NiFe/Cu/Co s indukovanou magnetickou anizotropiou. Tá bola indukovaná magnetickým poľom počas depozície. Indukovaná magnetická anizotropia ovplyvňuje výmenné interakcie medzi jednotlivými vrstvami a umožňuje tak kontrolovať magnetické vlastnosti nanovrstiev. To má význam pre aplikácie napríklad v MRAM, magnetorezistívnych čítacích hlaviciach či v spin-transfer-torque prístrojoch. Dané multivrstvy boli skúmané pomocou Kerrovskej magneto optickej spektroskopie a merania hysterézy smyčiek Kerrovho magneto optického javu. Ďalej bol skúmaný vplyv ožiarovania rozhraní jednotlivých vrstiev multivrstvy iontami Ar^{3+} . Bolo zistené, že počas depozičného procesu má ožiarovanie danými iontami pozitívny vplyv na kvalitu rozhraní multivrstvy.

Klíčová slova: Magneto optický Kerrov efekt, spinové ventily NiFe/Cu/Co,
Naprašovanie iontov Ar^{3+} s asistujúcim iontovým zväzkom

Title: Study of physical properties of metallic nanostructures with induced magnetic anisotropy

Author: Bc. Eva Jesenská

Department: Institute of Physics of Charles University

Supervisor: RNDr. Martin Veis, Ph.D., Institute of Physics of Charles University

Abstract: The aim of this thesis is a systematic study of physical properties of magnetic multilayered nanostructures. Namely it include multilayered spin valves NiFe/Cu/Co with magnetic anisotropy iduced by magnetic field applied during the deposition. Induced magnetic anisotropy influences exchange interactions between magnetic layers and so it gives the possibility to control magnetic properties of nanolayers. This is important for applications in MRAM, magnetoresistive read heads and spin-transfer-torque devices. Magneto optic spectroscopy and Kerr effect hysteresis loop measurement were used as effective probe techniques. Secondly we examined Ar^{3+} rf sputtering influence on multilayer interface quality level. We found out, that Ar^{3+} irradiation during deposition process has a possitive effect on interface quality.

Keywords: Magneto optical Kerr effect, spin valves NiFe/Cu/Co, Ion beam assisted deposition of Ar^{3+} ions

Názov práce: Štúdium fyzikálnych vlastností metalických nanoštruktúr s indukovanou magnetickou anizotropiou

Autor: Bc. Eva Jesenská

Katedra / Ústav: Fyzikální ústav UK

Vedúci diplomovej práce: RNDr. Martin Veis, Ph.D., Fyzikální ústav UK

Abstrakt: Táto diplomová práca sa zameriava na systematické štúdium fyzikálnych vlastností magnetických nanoštruktúr vo forme kovových multivrstiev. Konkrétne sa jedná o spinové ventily na báze NiFe/Cu/Co s indukovanou magnetickou anizotropiou. Tá bola indukovaná magnetickým poľom počas depozície. Indukovaná magnetická anizotropia ovplyvňuje výmenné interakcie medzi jednotlivými vrstvami a umožňuje tak kontrolovať magnetické vlastnosti nanovrstiev. To má význam pre aplikácie napríklad v MRAM, magnetorezistívnych čítacích hlaviciach či v spin-transfer-torque prístrojoch. Dané multivrstvy boli skúmané pomocou Kerrovskej magnetooptickej spektroskopie a merania hysterézných smyčiek Kerrovho magnetooptického javu. Ďalej bol skúmaný vplyv ožiarenia rozhraní jednotlivých vrstiev multivrstvy iontami Ar^{3+} . Bolo zistené, že počas depozícieho procesu má ožiarovanie danými iontami pozitívny vplyv na kvalitu rozhraní multivrstvy.

Kľúčové slová: Magnetooptický Kerrov efekt, spinové ventily NiFe/Cu/Co, Naprašovanie iontov Ar^{3+} s asistujúcim iontovým zväzkom

Obsah

Úvod	2
------------	---

1. POLARIZÁCIA SVETLA A MAGNETOOPTICKÉ PARAMETRE ...4

1.1 Formalizmus Jonesových vektorov	4
1.2 Magnetooptické parametre	6

2. ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY V ANIZOTROPNOM PROSTREDÍ ...7

2.1 Tenzor permitivity	7
2.2 Vlnová rovnica v anizotropnom prostredí	7
2.3 Yehov formalizmus	9
2.4 Vlastné módy v izotropnom prostredí	12
2.5 Modelovanie nedokonalostí rozhrania multivrstvy ..	12
2.6 Orange peel efekt	13

3. VZORKY A EXPERIMENTÁLNA APARATÚRA...14

3.1 Vzorky	14
3.1.1 Iontové naprašovanie	15
3.1.2 Naprašovanie s asistujúcim iontovým zväzkom ..	15
3.2 Experimentálna aparatura	16

4. DOSIAHNUTÉ VÝSLEDKY A ICH DISKUSIA...20

4.1 POLÁRNA KONFIGURÁCIA	20
4.1.1 Súbor vzoriek č.1	21
4.1.2 Súbory vzoriek č.2 a č.3	25
4.2 LONGITUDINÁLNA KONFIGURÁCIA	33
4.2.1 Súbor vzoriek č.1	33
4.2.2 Súbory vzoriek č.2 a č.3	38

5. Záver...41

Literatúra.....	44
Použité skratky....	45

Úvod

Rapídny rozvoj záznamových médií v posledných desaťročiach si vyžiadala štúdium fyzikálnych vlastností nových typov magnetických materiálov a vrstevnatých štruktúr o hrúbke jednotiek atómových rovín. Výskum v tejto oblasti sa predovšetkým sústreďuje na zvyšovanie hustoty a stability záznamu informácie a na znižovanie spotreby energie. Momentálne najrozšírenejšou metódou na uchovávanie informácie je magnetický záznam založený na jave obrejš magnetorezistencie (GMR) [1] v štruktúrach na báze spinových ventilov.

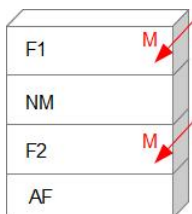


Figure 1: Spinový ventil. F1 a F2 označujú feromagnetické vrstvy s magnetizáciou definovanou vektorom M . NM označuje nemagnetickú a AF antiferomagnetickú vrstvu.

Spinový ventil je magnetická multivrstva, ktorej základné schéma je na obrázku 1. Ako môžeme vidieť, obsahuje dve feromagnetické vrstvy F1 a F2, ktoré sú oddelené nemagnetickou vrstvou NM. V malých vonkajších magnetických poliach sa premagnetováva feromagnetická vrstva F1, zatiaľ čo vrstva F2 ostáva vďaka výmennej interakcii s antiferomagnetickou vrstvou AF fixovaná. Jav GMR spôsobuje zmenu elektrickej vodivosti tejto multivrstevnatej štruktúry pre prípad paralelného (vyššia vodivosť štruktúry) či antiparalelného magnetického usporiadania (vyššia rezistivita štruktúry) feromagnetických vrstiev F1 a F2. Táto zmena je spôsobená spinovo závislými procesmi, ktoré ovplyvňujú elektrónový transport naprieč multivrstevnatou štruktúrou [1]. Zmena vodivosti spinového ventilu pomocou GMR implikuje vysoký aplikačný potenciál. Na pozorovanie GMR je potrebné meniť magnetizáciu príslušných vrstiev štruktúry, čo je možné napríklad použitím externého magnetického poľa, či spinovo polarizovanými prúdmi. Vysoký aplikačný potenciál spinových ventilov podmienil štúdium mikromagnetických procesov v multivrstevnatých štruktúrach s cieľom zvýšiť mieru kontroly magnetických vlastností multivrstvy. Toto štúdium vyžaduje systematický výskum výmenných interakcií medzi magnetickými nanovrstvami, ktoré sú okrem iného taktiež ovplyvňované magnetickou anizotropiou indukovanou počas depozície. Takýto typ štúdia vyžaduje neinvazívne, bezkontaktné a vysoko citlivé experimentálne techniky, ako sú Kerrovská magnetooptická spektroskopia či magnetooptická kerrovská vektorová magnetometria, ktoré umožňujú stanoviť optické a magnetické vlastnosti jednotlivých materiálov a štruktúr analýzou zmeny parametrov polarizovaného svetla po interakcii so vzorkou [2].

Predmetom tejto práce bolo skúmanie troch sérií spinových ventilov vyrobených na partnerskom pracovisku v Brne. Prvá a druhá séria vzoriek boli vyrobené pomocou metódy iontového naprašovania. Na výrobu tretej série bola z dôvodu snahy o zdokonalenie rozhraní použitá kombinácia metód inontového naprašovania a iontového naprašovania s asistujúcim iontovým zväzkom. Študované boli vzorky s rôznou hrúbkou nemagnetického spaceru NM v rozmedzí 2 až 5 nm.

Charakteristika magnetooptických vlastností nami skúmaných vzoriek zahŕňala meranie magnetooptického Kerrovho javu a porovnanie experimentálnych dát s teoretickým modelom. Meranie spektier Kerrovho magnetooptického javu prebiehalo v polárnej a longitudinálnej konfigurácii v spektrálnom rozsahu 256-1000 nm. Meranie hysterézných slučiek Kerrovho magnetooptického javu prebiehalo v oboch konfiguráciách pri vlnovej dĺžke 530 nm. Experiment bol uskutočnený pomocou magnetooptického spektrometru založeného na kompenzačnej meracej metóde s moduláciou azimutu. Teoretické modely boli získané aplikáciou Yehovho maticového formalizmu a metódy efektívneho prostredia. Metóda efektívneho prostredia bola zahrnutá z dôvodu lepšieho vyhodnotenia kvality rozhraní multivrstiev.

Štruktúra tejto diplomovej práce je nasledovná. V prvej kapitole sú stručne predstavené základy popisu polarizovaného svetla pomocou Jonesovho formalizmu a magnetooptické parametre. Nasleduje kapitola venujúca sa teórii šírenia elektromagnetických vĺn v anizotropnom prostredí. Táto kapitola prezentuje základný Yehov formalizmu pre popis optických interakcií v multivrstve, ako aj metódu efektívneho prostredia a "orange peel" efekt. V ďalšej kapitole sú podrobnejšie popísané študované vzorky, metódy ich výroby a experimentálna aparatura. Nasledujú dosiahnuté výsledky, ich interpretácia a celkové hodnotenie práce v závere.

1 POLARIZÁCIA SVETLA A MAGNETOOPTICKÉ PARAMETRE

Svetlo chápeme ako obecné elektromagnetické žiarenie. Polarizácia elektromagnetickej svetelnej vlny je daná časovým vývojom vektoru intenzity elektrického poľa E . Existuje mnoho spôsobov popisu polarizačného stavu plne polarizovanej elektromagnetickej vlny. Keďže elektromagnetická svetelná vlna je obecné elipticky polarizovaná, najčastejšie sa pracuje s parametrami polarizačnej elipsy (obrázok 2): azimut θ , elipticita e ; a formalizmom Jonesových vektorov [3].

- *Azimut* θ , $(-\pi/2 \leq \theta < \pi/2)$ je orientovaný uhol medzi osou x kartézského súradnicového systému a hlavnou polosou polarizačnej elipsy. Znamienko azimutu tu volíme kladne pre orientáciu proti smeru hodinových ručičiek.
- *Elipticita* e , $(-1 \leq e \leq 1)$ je podiel hlavnej a a vedľajšej b poloosi polarizačnej elipsy. Súčasne zavádzame veličinu eliptičnosť (uhol elipticity) ϵ . Znamienko elipticity tu volíme kladne pre orientáciu v smere hodinových ručičiek.

$$e = \pm \frac{a}{b} = \tan \epsilon \quad (1)$$

Pomocou parametrov polarizačnej elipsy je možné úplne určiť polarizačný stav svetelnej vlny.

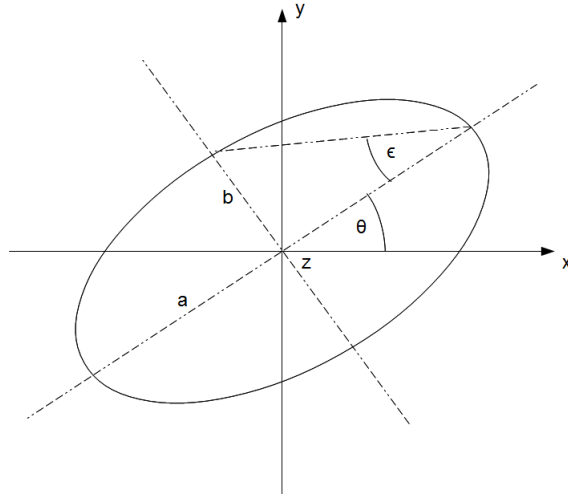


Figure 2: Polarizačná elipsa a základné magnetooptické parametre.

1.1 Formalizmus Jonesových vektorov

Formalizmus Jonesových vektorov popisuje polarizačný stav svetla dvojrozmerným komplexným vektorom, ktorého súradnice sú dane voľbou polarizačnej báze. Ak

za bázu priestoru polarizácii volíme dve ortogonálne polarizácie s amplitúdami a_1 a a_2 , s fázovým rozdielom δ , a ak definujeme uhol α ako $\tan \alpha = a_2/a_1$, môžeme normalizovaný Jonesov vektor vyjadriť v tvare

$$J = \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha e^{i\delta} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

V kartézskej bázi lineárnych polarizácii dostávame Jonesové vektory pre:

- lineárnu polarizáciu v smere x a y

$$E_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad E_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

- obecnú eliptickú polarizáciu [4]

$$J_{xy} = \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon \\ \sin \theta \cos \epsilon + i \cos \theta \sin \epsilon \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Obecne komplexný Jonesov vektor síce dobre popisuje polarizačnú elipsu, no obsahuje pre popis polarizačného stavu svetla nadbytočnú informáciu o počítačnej fáze a amplitúde. Z tohoto dôvodu zavádzame komplexné číslo, komplexný parameter polarizácie χ , definované ako podiel druhej a prvej komponenty Jonesovho vektoru. Komplexný parameter polarizácie pre polarizačnú elipsu vyjadrenú Jonesovým vektorom (4) má teda nasledovný tvar

$$\chi_{xy} = \frac{E_y}{E_x} = \frac{\sin \theta \cos \epsilon + i \cos \theta \sin \epsilon}{\cos \theta \cos \epsilon - i \sin \theta \sin \epsilon} = \frac{\tan \theta + i \tan \epsilon}{1 - i \tan \theta \tan \epsilon}. \quad (5)$$

Pre malé uhly θ a ϵ je možné po aproximáciách $\tan \theta = \theta$ a $\tan \epsilon = \epsilon$ (obmedzenie na členy prvého rádu) tento výraz prepísať na tvar

$$\chi_{xy} \approx \theta + i\epsilon. \quad (6)$$

Jonesov formalizmus umožňuje v kartézskej reprezentácii jednoducho a efektívne popisovať vlastnosti polarizovaného svetla pri reflexii či transmisii na vzorke. Ak za bázu kartézskeho systému volíme polarizácie s (E v rovine dopadu) a p (E kolmé na rovinu dopadu), môžeme vplyv vzorky na polarizačný stav dopadajúceho svetelného zväzku vyjadriť pomocou reflexnej matice S

$$S = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

pričom pre incidentnú vlnu popísanú Jonesovým vektorom J_{in} a reflexnú vlnu popísanú Jonesovým vektorom J_{out} platí vzťah

$$J_{out} = S \cdot J_{in}. \quad (8)$$

Diagonálne prvky matice S v prvom priblížení odpovedajú Fresnelovým koeficientom a nediagonálne členy (v prvom priblížení lineárne v magnetizácii) popisujú interakciu medzi s a p vlnou ku ktorej dochádza v anizotropnom prostredí.

1.2 Magnetooptické parametre

K štúdiu fyzikálnych vlastností magnetických materiálov a vrstevnatých štruktúr v tejto práci slúži magnetooptický Kerrov jav (MOKE). Tento jav sa vyznačuje zmenou polarizačného stavu svetla pri odraze spôsobená magnetickým usporiadaním [5]. Zohľadňujúc vzájomnú orientáciu roviny dopadu, reflexnej roviny vzorku a vektora magnetizácie M , sa tento jav kategorizuje do troch základných konfigurácií: polárnej, longitudinálnej a transverzálnej (obrázok 3).

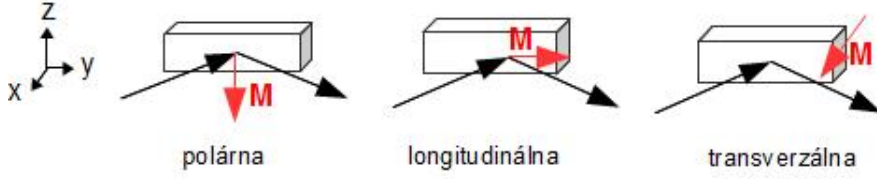


Figure 3: Základné konfigurácie pre meranie kerrovho javu

Po zohľadnení geometrií daných konfigurácií je možné reflexnú maticu S danú rovnicou (7) zjednodušiť na

$$S_{polar} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}, S_{long} = \begin{bmatrix} r_{ss} & -r_{ps} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}, S_{trans} = \begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Fyzikálny význam elementov matice S umožňuje zdefinovať magnetooptické parametre, Kerrovu rotáciu θ_K a Kerrovu elipticitu ϵ_K , pre s a p polarizovanú vlnu nasledovným spôsobom

$$\theta_{Ks} - i\epsilon_{Ks} \equiv -\frac{r_{ps}}{r_{ss}}, \quad (10)$$

$$\theta_{Kp} - i\epsilon_{Kp} \equiv \frac{r_{sp}}{r_{pp}}. \quad (11)$$

Zvolená znamienková konvencia zabezpečuje rovnaké hodnoty magnetooptických parametrov pre prípad kolmého dopadu svetelného zväzku.

Táto práca sa zameriava na štúdium kerrovho javu v polárnej a longitudinálnej konfigurácii.

2 ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY V ANIZOTROPNOM PROSTREDÍ

V predchádzajúcej kapitole sme stručne predstavili základy popisu polarizačného stavu svetla, kerrov magnetooptický jav a základné magnetooptické parametre. Pre hlbšiu analýzu magnetooptickej odozvy skúmaných multivrstiev je však potrebná makroskopická analýza optickej interakcie polarizovaného svetla s látkou. Danou interakciou sa budeme zaoberať v nasledujúcich odstavcoch venovaných správaniu polarizovaného svetla v anizotropných prostrediach.

2.1 Tensor permitivity

Anizotropné prostredie charakterizuje obecné nezhodný smer vektorov intenzity elektrického poľa E a elektrickej indukcie D . Permitivita ε v týchto prostrediach teda nadobúda tenzorový charakter môžeme ju vyjadriť v tvare

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Nami skúmané materiály vykazujú anizotropiu v dôsledku magnetického usporiadania. Z požiadavky na symetriu tenzoru permitivity v magnetickom poli, teda môžeme odvodiť obmedzujúce podmienky a tým zjednodušiť tvar vzťahu (12). Ak uvažujeme iba lineárne magnetooptické efekty platí

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}, \quad (13)$$

$$i\varepsilon_2 = -\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{zx}, \quad (14)$$

a dostávame vzťahy

$$\varepsilon_P = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_L = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & -\varepsilon_{zx} \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ \varepsilon_{zx} & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & -i\varepsilon_2 \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ i\varepsilon_2 & 0 & \varepsilon_1 \end{bmatrix}, \quad (16)$$

kde ε_P označuje tenzor permitivity pre prostredie magnetované v polárnej konfigurácii a ε_L tenzor permitivity pre prostredie magnetované v longitudinálnej konfigurácii.

2.2 Vlnová rovnica v anizotropnom prostredí

Elektromagnetická monochromatická polarizovaná rovinná vlna dopadajúca z vákua na anizotropné prostredie bez voľných nábojov môže byť popísaná pomocou Maxwellových rovníc

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0, \quad (17)$$

$$\nabla \cdot D = 0, \quad (18)$$

$$\nabla \times H - \frac{\partial D}{\partial t} = 0, \quad (19)$$

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (20)$$

s materiálovými vzťahmi

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E, \quad (21)$$

$$B = \mu_0 \mu H. \quad (22)$$

Z Maxwellových rovníc klasickým spôsobom odvodíme vlnovú rovnicu

$$\Delta E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \cdot E) = 0.$$

Jej riešenie budeme hľadať v tvare rovinnej vlny

$$E = E_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)}. \quad (23)$$

Ak zavedieme redukovaný vlnový vektor N

$$N = \frac{c}{\omega} k, \quad (24)$$

môžeme pôvodnú vlnovú rovnicu prepísať do maticového tvaru [5]

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_z^2 & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} - N_z^2 & \varepsilon_{yz} + N_y N_z \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} + N_y N_z & \varepsilon_{zz} - N_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{bmatrix} = 0. \quad (25)$$

V danom odvodení sme predpokladali rovinu dopadu kolmú na osu x ($N_x = 0$), a teda zložku redukovaného vlnového vektoru N_y odvodenú zo Snellovho zákona v tvare

$$N_y = N_0 \sin \varphi_0, \quad (26)$$

kde N_0 je reálny index lomu izotropného prostredia a φ_0 uhol dopadu elektromagnetickej vlny.

Netriviálne riešenie rovnice (25) je možné nájsť pre prípad nulového determinantu, riešením charakteristickej rovnice 4-tého rádu pre N_z

$$\begin{aligned} & N_z^4 \varepsilon_{zz} + N_z^3 [N_y (\varepsilon_{yz} + \varepsilon_{zy})] - \\ & - N_z^2 [\varepsilon_{yy} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) + \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xx} - N_y^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx} - \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zy}] - \\ & - N_y N_z [(\varepsilon_{xx} - N_y^2) (\varepsilon_{yz} + \varepsilon_{zy}) - \varepsilon_{xy} \varepsilon_{zx} - \varepsilon_{yx} \varepsilon_{xz}] + \\ & + \varepsilon_{yy} [(\varepsilon_{xx} - N_y^2) (\varepsilon_{zz} - N_y^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx}] - \\ & - \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yz} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) - \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zy} (\varepsilon_{xx} - N_y^2) + \varepsilon_{xy} \varepsilon_{zx} \varepsilon_{yz} + \varepsilon_{yx} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zy} = 0. \end{aligned} \quad (27)$$

Korene charakteristickej rovnice (27) odpovedajú štyrom vlastným módom šírenia svetla v anizotropnom prostredí N_{zj} . Dva z týchto módoov sa šíria s $+k$

v doprednom smere a dva s -k v spätnom smere. Vlastné vektory týchto módov majú pre obecný tenzor permitivity tvar

$$e_j = \begin{bmatrix} -\varepsilon_{xy}(\varepsilon_{zz} - N_y^2) + \varepsilon_{xz}(\varepsilon_{zy} + N_y N_{z_j}) \\ (\varepsilon_{zz} - N_y^2)(\varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_{z_j}^2) - \varepsilon_{xz}\varepsilon_{zx} \\ -(\varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_{z_j}^2)(\varepsilon_{zy} + N_y N_{z_j}) + \varepsilon_{zx}\varepsilon_{xy} \end{bmatrix}. \quad (28)$$

Obecné riešenie vlnovej rovnice je dané lineárnou superpozíciou daných štyroch vlastných módov šírenia svetla v anizotropnom prostredí

$$E = \sum_{j=1}^4 E_{0j} e_j e^{i[\omega t - \frac{\omega}{c}(N_y y + N_{z_j} z)]}. \quad (29)$$

Toto riešenie sa výrazne zjednoduší, ak sa budeme zaoberať prípadom obecné anizotropného prostredia v polárnej a longitudinálnej konfigurácii.

- V *polárnej konfigurácii* je tenzor permitivity daný vzťahom (15). Vlnová rovnica v tomto prípade vedie na zjednodušenú charakteristickú rovnicu, ktorej riešenia odpovedajúce štyrom vlastným módom šírenia svetla N_{zj} majú tvar [4]

$$N_{z1} = N_{z+}, \quad N_{z2} = -N_{z+}, \quad N_{z3} = N_{z-}, \quad N_{z4} = -N_{z-}, \quad (30)$$

kde

$$N_{z\pm} = \sqrt{(\varepsilon_1 - N_y^2)(1 \pm \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_1 - N_y^2)}})}. \quad (31)$$

- V *longitudinálnej konfigurácii* je tenzor permitivity daný vzťahom (16) a vlnová rovnica vedie na charakteristickú rovnicu s riešeniami N_{zj} [4]

$$N_{z1} = N_{z+}, \quad N_{z2} = -N_{z+}, \quad N_{z3} = N_{z-}, \quad N_{z4} = -N_{z-}, \quad (32)$$

kde

$$N_{z\pm} = \sqrt{\varepsilon_1 - N_y^2 - \frac{\varepsilon_2}{2\varepsilon_1}(\pm\sqrt{4\varepsilon_1 N_y^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_2)}. \quad (33)$$

2.3 Yehov formalizmus

Do tejto chvíle sme sa zaoberali iba šírením elektromagnetickej vlny v anizotropnom prostredí. Na vyhodnotenie magnetooptického experimentu na multivrstve je však popis uvedený vyššie nutné rozšíriť. Dôvodom je, že k interakcii zo svetlom vo vrstevnatej štruktúre s dostatočne tenkými vrstvami prispievajú všetky vrstvy štruktúry. Tento fakt nás núti zaviesť formalizmus, ktorý umožňuje prehľadný popis interakcie elektromagnetického žiarenia s magnetickou multivrstvou – 4x4 maticový Yehov formalizmus [6].

Uvažujme multivrstvu o N vrstvách, s navzájom rovnobežnými rozhraniami kolmými k ose z (obrázok 4). Okolné izotropné polopriestori 0 a $N+1$ budeme popisovať skalárnymi elektrickými permitivitami $\varepsilon(0)$ a $\varepsilon(n+1)$.

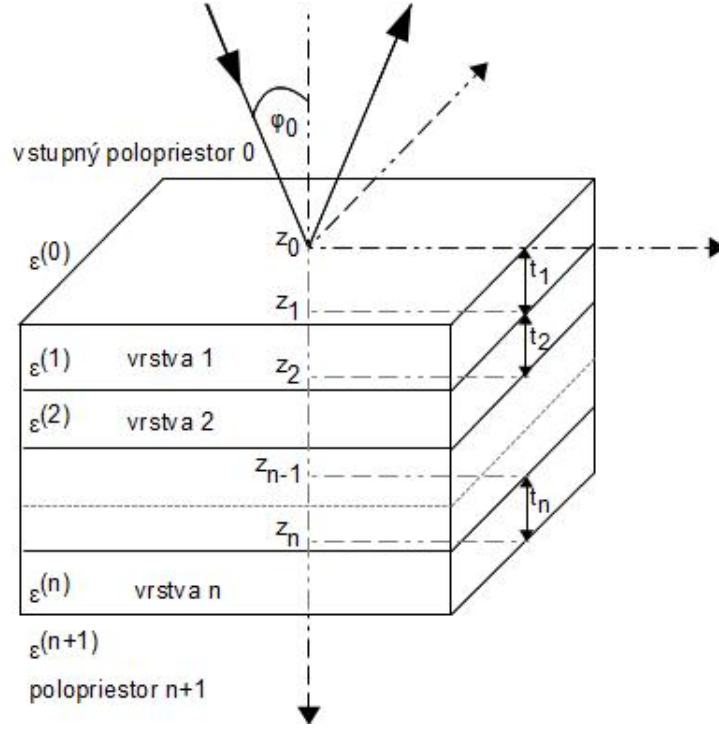


Figure 4: Anizotropná multivrstevnatá štruktúra. Jednotlivé vrstvy sú charakterizované elektrickými permitivitami $\varepsilon^{(n)}$ a hrúbkami $t^{(n)}$, $n = 1, 2, \dots, n$. Uhol dopadu v polopriestore 0 je značený φ_0 . Rovinné rozhrania vrstiev sú kolmé na osu z , rovina dopadu je kolmá na osu x .

Hraničné podmienky spojitosti tečných komponent vektorov E a B na jednotlivých rozhraniach nám umožňujú previazať vzťahy elektromagnetických polí vrstiev N a $N+1$ v reprezentácii lineárnej transformácie vlastných módov, ktorá môže byť vyjadrená v maticovej podobe ako

$$D^{(n-1)} E_0^{(n-1)}(z_{n-1}) = D^{(n)} P^{(n)} E_0^{(n)}(z_n). \quad (34)$$

P tu značí Propagačnú maticu

$$P_{ij}^{(n)} = \delta_{ij} \exp\left(i \frac{\omega}{c} \bar{N}_{zj}^{(n)} t_n\right), \quad (35)$$

kde δ_{ij} je kroneckerovo delta a t_n reprezentuje hrúbku n -tej vrstvy.

D reprezentuje Dynamickú maticu, ktorej prvky majú tvar [7]

$$D_{1j}^{(n)} = -\varepsilon_{xy}^{(n)} (\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2) + \varepsilon_{xz}^{(n)} (\varepsilon_{zy}^{(n)} - N_y N_{zj}^{(n)}), \quad (36)$$

$$D_{2j}^{(n)} = N_{zj}^{(n)} \left[-\varepsilon_{xy}^{(n)} (\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2) + \varepsilon_{xz}^{(n)} (\varepsilon_{zy}^{(n)} - N_y N_{zj}^{(n)}) \right], \quad (37)$$

$$D_{3j}^{(n)} = (\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2)(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - N_{zj}^{(n)2}) - \varepsilon_{xz}^{(n)}\varepsilon_{zx}^{(n)}, \quad (38)$$

$$D_{4j}^{(n)} = -(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - N_{zj}^{(n)2})(N_y\varepsilon_{zy}^{(n)} + N_{zj}^{(n)}\varepsilon_{zz}^{(n)}) + \\ + N_{zj}^{(n)}\varepsilon_{xz}^{(n)}\varepsilon_{zx}^{(n)} + N_y\varepsilon_{zx}^{(n)}\varepsilon_{xy}^{(n)}. \quad (39)$$

Úpravou rovnice (34) zavedieme maticu prenosu T , ktorá zväzuje pole medzi (n-1) a n-tou vrstvou

$$E_0^{(n-1)}(z_{n-1}) = \left(D^{(n-1)}\right)^{-1} D^{(n)} P^{(n)} E_0^{(n)}(z_n) = T^{(n-1,n)} E_0^{(n)}(z_n). \quad (40)$$

Aplikáciou vzťahu (40) na jednotlivé rozhrania multivrstvy vieme vyjadriť vzťah medzi incidentnou vlnou prechádzajúcou prvým rozhraním a vlnou prechádzajúcou n-tým rozhraním výrazom

$$E_0^{(0)}(z_0) = \left(\prod_{n=1}^{n+1} T^{(n-1,n)}\right) E_0^{(n+1)}(z_n) = M E_0^{(n+1)}(z_n). \quad (41)$$

Vzťahom (41) sme zadefinovali maticu štruktúry M , ktorá umožňuje charakterizovať ľubovoľnú vrstevnatú anizotropnú štruktúru, a ktorá postačuje k určeniu reflexných koeficientov danej štruktúry. Ak budeme uvažovať že sa zdroj elektromagnetického žiarenia nachádza striktne v hornom polopriestore 0 (zo spodného polopriestoru neprichádza žiadna vlna a E_{02} a E_{04} sú teda rovné nule), môžeme reflexné koeficienty vyjadriť pomocou komponent matice M (4) v tvare

$$r_{12} = \left(\frac{E_{02}^{(0)}(z_0)}{E_{01}^{(0)}(z_0)}\right)_{E_{03}^{(0)}(z_0)=0} = \frac{M_{21}M_{33} - M_{23}M_{31}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}, \quad (42)$$

$$r_{14} = \left(\frac{E_{04}^{(0)}(z_0)}{E_{01}^{(0)}(z_0)}\right)_{E_{03}^{(0)}(z_0)=0} = \frac{M_{41}M_{33} - M_{43}M_{31}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}, \quad (43)$$

$$r_{34} = \left(\frac{E_{04}^{(0)}(z_0)}{E_{03}^{(0)}(z_0)}\right)_{E_{01}^{(0)}(z_0)=0} = \frac{M_{11}M_{43} - M_{41}M_{13}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}, \quad (44)$$

$$r_{32} = \left(\frac{E_{02}^{(0)}(z_0)}{E_{03}^{(0)}(z_0)}\right)_{E_{01}^{(0)}(z_0)=0} = \frac{M_{11}M_{23} - M_{21}M_{13}}{M_{11}M_{33} - M_{13}M_{31}}. \quad (45)$$

Pre lineárne polarizované módy je možné tieto koeficienty zadefinovať ako členy Jonesovej reflexnej matice (7)

$$S_R^{xy} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{12} & r_{32} \\ -r_{14} & -r_{34} \end{bmatrix}, \quad (46)$$

a tak záverom určiť magnetooptické parametre θ_K a ε_K .

2.4 Vlastné módy v izotropnom prostredí

Permitivita izotropného, v našom prípade nemagnetického prostredia, je skalár a platí pre ňu $\varepsilon_1 = N^{(n)2}$. Postup na výpočet vlastných módov použitý vyššie v tomto prípade vedie na riešenie s komponentami e_j rovnými nule. Z tohto dôvodu pri riešení vlnovej rovnice položíme N_y rovné konštante, čím sa determinujú dva možné smery vlnového vektora

$$\gamma_{1,2} = \frac{\omega}{c} \left[N_y i_y \pm Q^{(n)} i_z \right], \quad (47)$$

kde je Q parameter daný

$$Q^{(n)} = \sqrt{N^{(n)2} - N_y^2}. \quad (48)$$

Tento prístup nám umožňuje zostrojiť Dynamickú maticu pre izotropné prostredie v tvare [8]

$$D^{(n)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ Q^{(n)} & -Q^{(n)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & Q^{(n)}/N^{(n)} & Q^{(n)}/N^{(n)} \\ 0 & 0 & -N^{(n)} & N^{(n)} \end{bmatrix} \quad (49)$$

a jej inverziu

$$[D^{(n)}]^{-1} = \frac{1}{2Q^{(n)}} \begin{bmatrix} Q^{(n)} & 1 & 0 & 0 \\ Q^{(n)} & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & N^{(n)} & -Q^{(n)}/N^{(n)} \\ 0 & 0 & N^{(n)} & Q^{(n)}/N^{(n)} \end{bmatrix}. \quad (50)$$

2.5 Modelovanie nedokonalostí rozhrania multivrstvy

Rozhrania reálnych spinových ventilov nie sú dokonalé, čo pri analýze magnetooptických veličín často prispieva k odchýlke medzi experimentálnymi dátami a teoretickými modelmi. Táto odchýlka sa dá eliminovať pomocou metódy efektívneho prostredia a nedokonalosti rozhrania tak kvantitatívne odhadnúť. Princíp spočíva v uvažovaní rozhrania ako samostatnej vrstvy, pozostávajúcej z materiálov vrstiev tvoriacich dané rozhranie. Geometrická predstava uvažuje materiál prvej vrstvy “rozpustený” v materiály druhej vrstvy vo forme guľových objektov (obrázok 5).

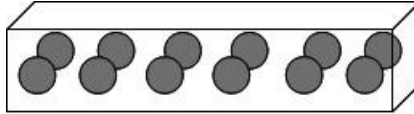


Figure 5: Geometrický model metódy efektívneho prostredia

Ak zdefinujeme permitivitu prvej vrstvy tvoriacej rozhranie ako $\varepsilon_I = \varepsilon_{11} - \varepsilon_{12}$ a druhej vrstvy ako $\varepsilon_{II} = \varepsilon_{21} - \varepsilon_{22}$ môžeme užitím danej geometrickej predstavy zdefinovať permitivitu vrstvy rozhrania $\varepsilon_R = \varepsilon_{R1} - i\varepsilon_{R2}$ transformačnými vzťahmi

$$\varepsilon_{R1} = \varepsilon_{12} + f \frac{\varepsilon_{11} - \varepsilon_{12}}{1 + \frac{(1-f)(\varepsilon_{11}-\varepsilon_{12})}{3\varepsilon_{12}}} \quad (51)$$

$$\varepsilon_{R2} = f \frac{\varepsilon_{21}}{1 + \frac{(1-f)(\varepsilon_{11}-\varepsilon_{12})}{3\varepsilon_{12}}}. \quad (52)$$

Koeficient f odpovedá percentuálnemu zastúpeniu prvého a druhého materiálu tvoriaceho rozhranie [9].

2.6 “Orange peel” efekt

Prefektne hladké a rovnomerne magnetizované ferromagnetické vrstvy nevytvárajú žiadne demagnetizačné pole, a teda medzi takýmito vrstvami nedochádza k žiadnemu dipolárnemu ovplyvňovaniu (coupling) [10]. Situácia sa však výrazne zmení v prípade drsného povrchu ferromagnetických vrstiev, kde dochádza k tzv. “orange peel” efektu. Tento efekt je možné popísať pomocou obrázku 6 [11], na ktorom je ilustrovaný ferromagnetický coupling medzi dvoma ferromagnetickými vrstvami skrz vlnité rozhranie. Ako môžeme vidieť, výstupky generujú demagnetizačné pole, ktoré tu reprezentujeme “magnetickými nábojmi” - a +. V danom paralelnom usporiadaní dochádza k minimalizácii energie magnetického poľa, lebo náboje s opačnými znamienkami sa nachádzajú navzájom oproti [11]. To sa v experimente prejavuje nižším príspevkom magnetických vrstiev k experimentálnym hodnotám.

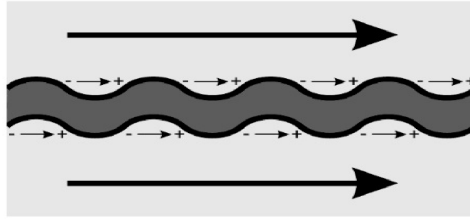


Figure 6: Ilustrácia ferromagnetického couplingu medzi dvoma ferromagnetickými vrstvami skrz vlnité rozhranie. Magnetické pole generované výstupkami je reprezentované “magnetickými nábojmi” - a +. Dané paralelné usporiadanie minimalizuje energiu magnetického poľa, lebo náboje s opačnými znamienkami sa nachádzajú navzájom oproti [11].

3 VZORKY A EXPERIMENTÁLNA APARATÚRA

3.1 Vzorky

Táto práca je zameraná na systematické štúdium magnetooptických vlastností spinových ventilov na báze NiFe/Cu/Co s magnetickou anizotropiou indukovanou magnetickým poľom (70mT). Toto pole bolo aplikované v určitom smere počas depozície. Vzorky boli pripravené skupinou Dr. Michala Urbánka na Vysokom učení technickém v Brne.

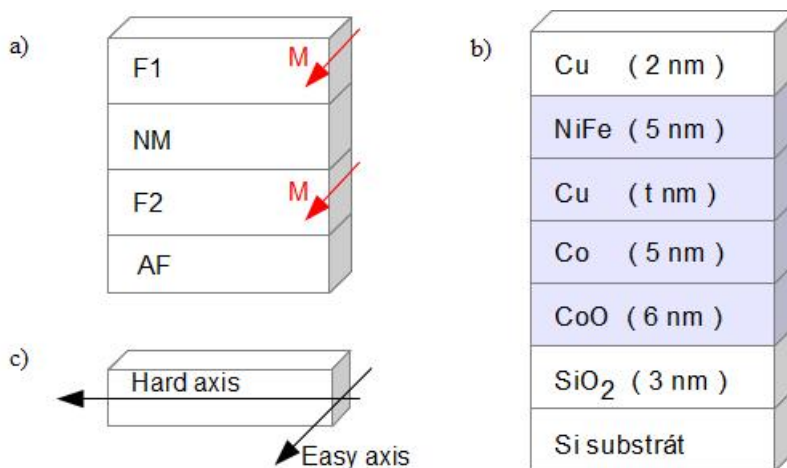


Figure 7: a) Základné schéma spinového ventilu. b) Schéma multivrstevnatých spinových ventilov študovaných v tejto práci. c) Definovanie smeru osi ľahkej magnetizácie (easy axis) a osi ťažkej magnetizácie (hard axis) na nami študovaných vzorkách.

Schéma konkrétnych, nami študovaných spinových ventilov, je na obrázku 7.b. Ako prvá sa na silikónovom substráte nachádza SiO₂ vrstva o hrúbke 3 nm. Nasleduje 6 nm hrubá CoO, ktorá umožňuje lepšiu rast a pomáha fixovať magnetizáciu následnej Co vrstvy. CoO vykazuje antiferomagnetické vlastnosti pri teplotách pod 16°C [12], zatiaľčo náš experiment prebehol pri izbovej teplote. V našej analýze sme teda zohľadnili iba jeho optický príspevok. Po CoO vrstve nasleduje klasická GMR štruktúra [13] kde F2 predstavuje 5 nm hrubá hard feromagnetická Co vrstva, spacer NM vo forme nemagnetickej Cu vrstvy o hrúbkach $t = 2, 3, 4$ alebo 5 nm a F1 reprezentuje 5 nm hrubá soft feromagnetická NiFe vrstva, na ktorej je nadeponovaná 2 nm ochranná Cu vrstva. Magnetická anizotropia bola počas depozície indukovaná magnetickým poľom 70 mT, definujúc tak smer ľahkej magnetizácie - easy axis a ťažkej magnetizácie - hard axis (obrázok 7.c).

V tejto práci boli skúmané tri súbory vzoriek:

- SÚBOR Č.1: bol pripravený v roku 2011 pomocou techniky Iontového

naprašovania (IBS) a obsahuje 2 spinové ventily so spacerom o hrúbkach $t=3$ nm a $t=5$ nm

- SÚBOR č.2: bol pripravený v roku 2013 pomocou techniky Iontového naprašovania (IBS) a obsahuje 4 spinové ventily so spacerom o hrúbkach $t=2, 3, 4$ a 5 nm
- SÚBOR č.3: bol pripravený v roku 2013 pomocou techniky Iontového naprašovania (IBS), naviac však bola na rozhraniach z dôvodu zvýšenia ich kvality použitá technika Naprašovania s asistujúcim iontovým zväzkom (IBAD). Tento súbor obsahuje 4 spinové ventily so spacerom o hrúbkach $t=2, 3, 4$ a 5 nm.

Techniky IBS a IBAD sú popísané v nasledujúcich podkapitolách 3.1.1 a 3.1.2.

3.1.1 Iontové naprašovanie

Iontové naprašovanie je technika používajúca iontový zdroj na vytvorenie fokusovaného iontového lúču nasmerovaného na terč s deponovaným materiálom [14]. Kauffmanova naprašovacia aparátúra je schématicky znázornená na obrázku 8 [15]. Z horného iontového zdroja vylietavajú ionty Ar^{3+} s energiou 600 eV a dopadajú na rotujúci terč obsahujúci materiál, ktorý chceme deponovať. Atómy terča sú týmito iontami vyrážané a dosadajú na substrát, kde tvoria tenkú vrstvu. Rotujúci terč umožňuje jednoducho meniť nanášaný materiál [15].

3.1.2 Naprašovanie s asistujúcim iontovým zväzkom

Táto metóda umožňuje ovplyvniť fyzikálne a chemické vlastnosti tenkej vrstvy počas jej rastu pomocou druhého iontového zdroja. Použitie inertného plynu Ar^{3+} ovplyvňuje predovšetkým hustotu a štruktúru tenkej vrstvy [15]. Po naprášení materiálu novej vrstvy sa táto vrstva ožiari iontami Ar^{3+} . Toto ožiarenie dodá atómom kovu energiu aby sa lepšie usporiadali a vytvorili tak ostrejšie rozhranie.

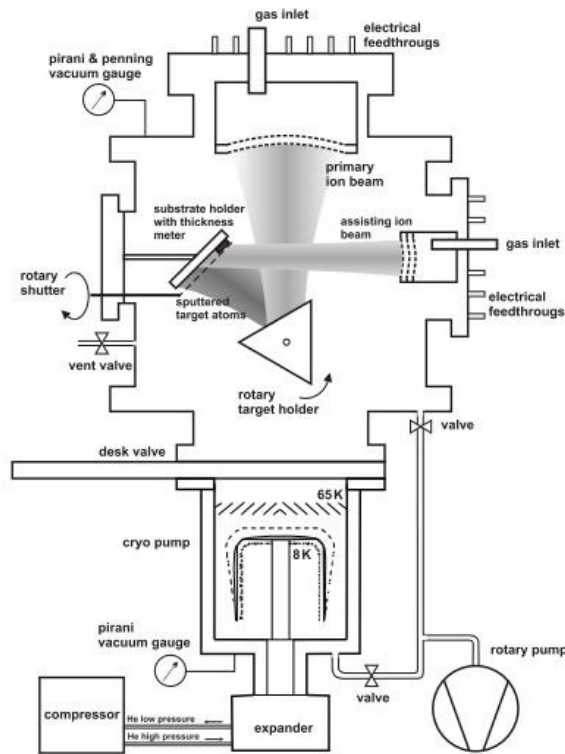


Figure 8: Aparatúra Kaufmannovho typu

3.2 Experimentálna aparatúra

Na experimentálne štúdium spinových ventilov bol použitý Kerrov magnetooptický spektrometer schématicky znázornený na obrázku 9. Tento spektrometer používa metódu modulácie azimutu. Polarizačný stav dopadajúcej svetelnej vlny je ovládaný pomocou Faradayovej cely. Toto zariadenie zložené z cievky a kremenného jadra využíva Faradayov jav v kremeni k zmene polarizačného stavu prechádzajúceho svetla [16].

Svetlo v spektrometri putuje z vysokotlakovej Xe výbojky (umožňuje meranie v spektrálnom obore: 220 - 1000 nm) cez nasledovné optické prvky:

- hranolový monochromatizátor SPM2
- otočný polarizátor (P) orientovaný pod uhlom α
- Faradayova nulovacia cela (NC) - vychyľuje rovinu polarizácie o uhol η úmerný prúdu (kontrola výstupným napätím zo synchronného detektoru)

- Faradayova modulačná cela (MC) - vychýľuje rovinu polarizácie s modulačnou amplitúdou β_0 a s frekvenciou ω (kontrola referenčným signálom synchronného detektoru)
- retardér (R) - fázové doštičky s fázovým posunom δ
- vzorka (S) ukotvená v elektromagnete
- analyzátor (A) orientovaný pod uhlom ξ
- fotonásobič
- synchronný detektor - jeho výstupné napätie riadi veľkosť prúdu v nulovacej cele čím je zabezpečená spätná väzba

Užitím Jonesovho formalizmu môžeme polarizáciu svetla na výstupe z analyzátoru charakterizovať pomocou Jonesovho vektora J

$$J_A = T_A \cdot T_S \cdot T_R \cdot T_{MC} \cdot T_{NC} \cdot J_P \quad (53)$$

$$= \begin{bmatrix} \cos^2 \xi & \cos \xi \sin \xi \\ \cos \xi \sin \xi & \sin^2 \xi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{ss} r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\beta_0 \sin \omega t) & -\sin(\beta_0 \sin \omega t) \\ \sin(\beta_0 \sin \omega t) & \cos(\beta_0 \sin \omega t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \sin \eta & \cos \eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}.$$

Ak uvažujeme iba dve dôležité orientácie polarizátora pre s-polarizovanú ($\xi=0$) a p-polarizovanú vlnu ($\xi=\frac{\pi}{2}$), dostávame výsledný Jonesov vektor v tvare

$$J = \begin{bmatrix} \cos^2 \xi \left(r_{ss} e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \Omega + r_{sp} e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin \Omega \right) \\ \sin^2 \xi \left(r_{ps} e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \Omega + r_{pp} e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin \Omega \right) \end{bmatrix}, \quad (54)$$

kde

$$\Omega = \alpha + \eta + \beta_0 \sin \omega t. \quad (55)$$

Nulovacia cela kompenzuje príspevok magnetooptického javu k tej časti intenzity svetelného signálu dopadajúceho na detektor I_ω , ktorá osciluje na ω . Tento príspevok je kompenzovaný vychýlením roviny polarizácie o uhol η úmerný tomuto signálu. Počas experimentu teda meriame prúd na nulovacej cele. Ak zavedieme uhol $\Gamma(\delta)$ tak, aby odpovedal príspevku I_ω , môžeme odvodiť súvislosť $\Gamma(\delta)$ s magnetooptickými parametrami pre polárnu a longitudinálnu konfiguráciu podľa nasledujúcich vzťahov [4]:

- *polárna konfigurácia:*

$$\Gamma_s(\delta) \approx -Re \{ \Phi_{Ks} e^{-i\delta} \} \approx -\theta_{Ks} \cos \delta + \epsilon_{Ks} \sin \delta \quad (56)$$

$$\Gamma_p(\delta) \approx -Re \{ \Phi_{Kp} e^{i\delta} \} \approx -\theta_{Ks} \cos \delta - \epsilon_{Ks} \sin \delta \quad (57)$$

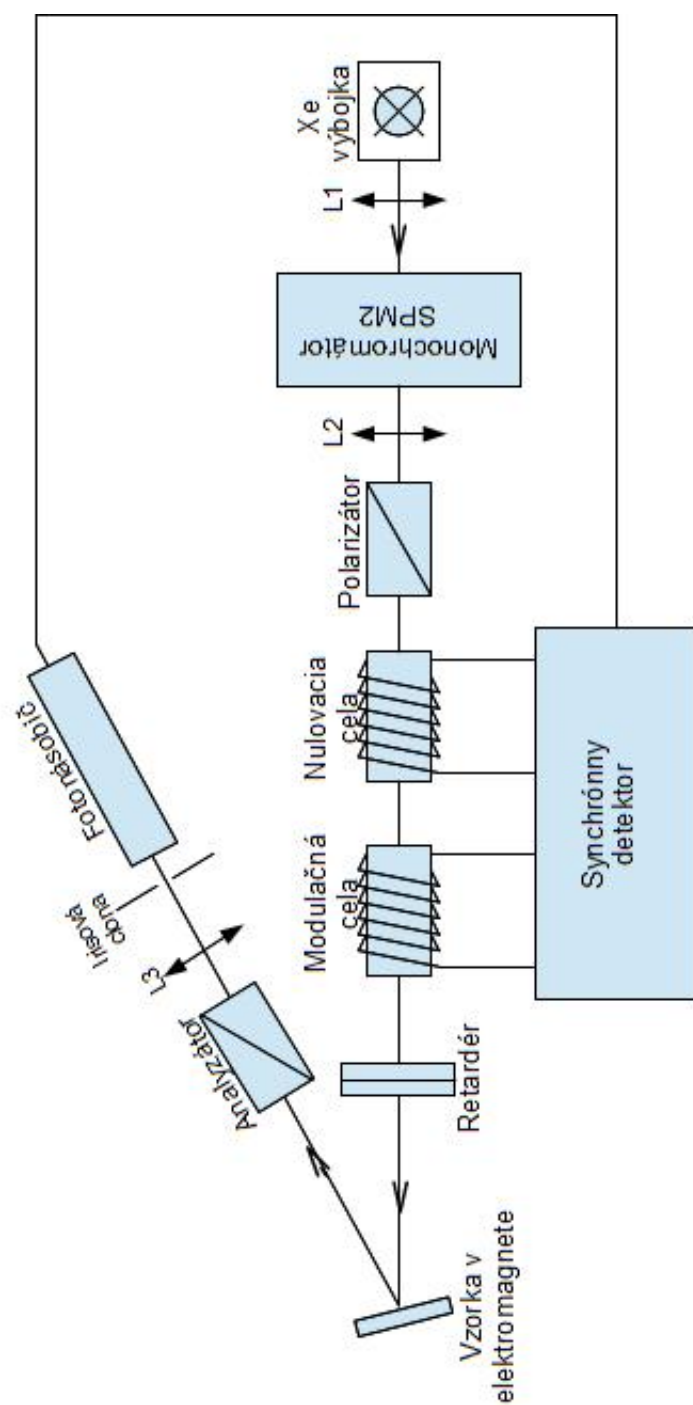


Figure 9: Schématické znázornenie Kerrovho magnetooptického spektrometru.

- *longitudinálna konfigurácia:*

$$\Gamma_s(\delta) \approx \operatorname{Re} \{ \Phi_{Ks} e^{-i\delta} \} \approx \theta_{Ks} \cos \delta - \epsilon_{Ks} \sin \delta \quad (58)$$

$$\Gamma_p(\delta) \approx \operatorname{Re} \{ \Phi_{Ksp} e^{-i\delta} \} \approx \theta_{Ks} \cos \delta + \epsilon_{Ks} \sin \delta \quad (59)$$

Čistý príspevok Kerrovej rotácie dostávame pre $\delta = 0$ (bez fázovej dosťičky) a Kerrovej elipticity pre $\delta = \frac{\pi}{2}$. V reálnom experimente meriame Kerrovu elipticitu pre $\delta \in (0, \frac{\pi}{2})$. Pri známej parametrizácii spektrálnej závislosti δ tak obdržíme hodnotu Kerrovej elipticity algebraicky použitím známej hodnoty Kerrovej rotácie.

4 DOSIAHNUTÉ VÝSLEDKY A ICH DISKUSIA

4.1 POLÁRNA KONFIGURÁCIA

Táto podkapitola obsahuje získané experimentálne dáta pre polárnu konfiguráciu a ich porovnanie s dátami teoretickými. Študované vzorky boli umiestnené v magnetickom poli 1.2 T a boli merané v spektrálnom rozsahu 256 – 1000 nm (1,2 - 4,8 eV).

Hĺbková analýza profilu vzoriek vyžadovala porovnanie s teoretickými dátami. Teoretické dáta boli získané s pomocou modelu založenom na Yehovom formalizme a naprogramované v programe MATLAB. Teoretický model spektra pre kompletnú multivrstvu a vplyv vynechania jednotlivých vrstiev multivrstvy na tvar spektra môžeme vidieť na obrázku 10. Najväčší vplyv na tvar spektra majú podľa očakávania vrstvy NiFe, Co a CoO.

Odlíšnosť experimentálnych a teoretických dát (obrázok 17) nás viedla k modelovaniu teoretických hodnôt pre poupravené hĺbkové profily nami skúmaných vzoriek. Keďže najväčší vplyv na tvar spektra majú vrstvy NiFe, Co a CoO (obrázok 9), rozhodli sme v našich modeloch meniť hrúbky týchto vrstiev a hrúbky ostatných vrstiev zachovávať (tieto v ďalšom texte uvádzať nebudeme).

Teóriu modelovania nedokonalostí rozhrania multivrstvy (popísanú v kapitole 2.5) sme zahrnuli nasledovne. Predpokladali sme, že dominantné magnetické vrstvy štruktúry (Co, NiFe), môžu obsahovať takzvané magneticky mŕtve zóny, spôsobené prevažne “orange peel” efektom (popísaný v kapitole 2.6). Tieto mŕtve zóny v našich modeloch pozostávajú zo zmiešaného materiálu magnetickej a nemagnetickej vrstvy a k spektrálnej odozve teda prispievajú iba opticky. Tieto zóny boli modelované na rozhraniach NiFe(vrstva 2)/Cu(vrstva 3) a Co(vrstva 4)/CoO(vrstva 5) a v nasledujúcom texte budú značené ako $t_{NiFe/Cu}$ a $t_{Co/CoO}$. Ďalej budeme používať nasledovné značenie: t_{NiFe} predstavuje hrúbku vrstvy NiFe, obdobne t_{Co} značí hrúbku vrstvy Co a t_{CoO} hrúbku vrstvy CoO. Hrúbky vrstiev sú udávané v nanometroch. Hodnoty použité v teoretických modeloch budú udávané vo formáte: $t_{NiFe} = .. / t_{NiFe/Cu} = .. / t_{Co} = .. / t_{Co/CoO} = .. / t_{CoO} = ...$. Hrúbku nemagnetického Cu spaceru budeme naďalej značiť t .

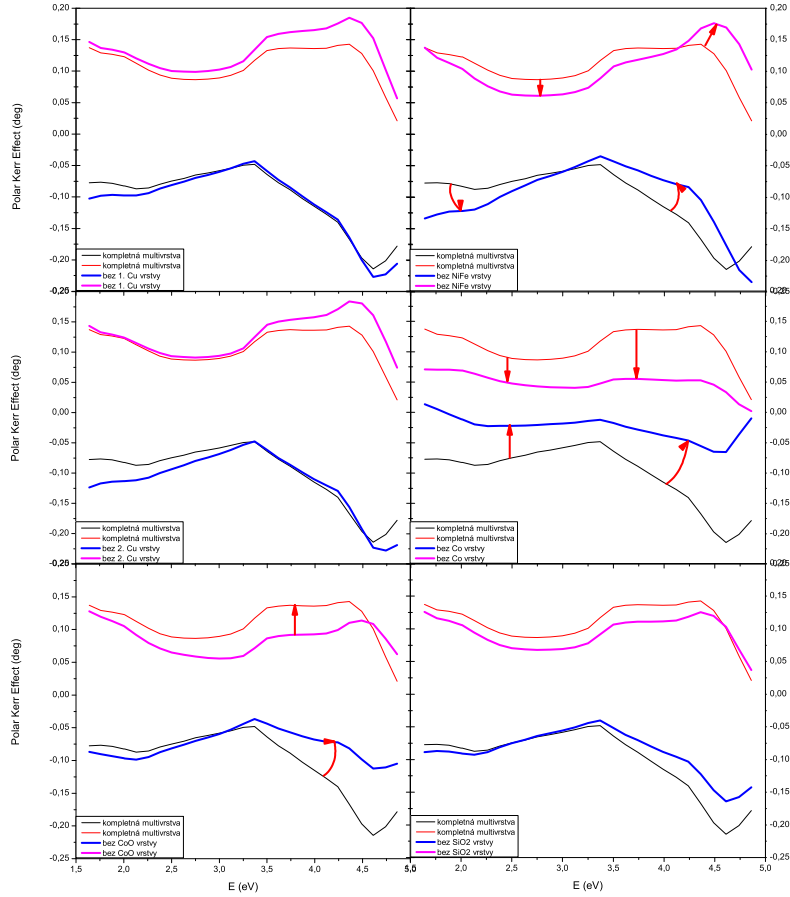


Figure 10: Teoretické spektrum kompletnej multivrstvy s $t = 3$ nm a vplyv vynechania jednotlivých vrstiev multivrstvy na tvar spektra.

4.1.1 Súbor vzoriek č.1

Experimentálne a teoretické kerrovské spektrá: Na obrázkoch 11 a 12 môžeme vidieť experimentálne namerané polárne Kerrovské spektrá pre vzorky s $t=3$ nm a 5 nm a ich porovnanie s teoretickými hodnotami. Tieto spektrá majú charakteristické črty spinových ventilov na báze NiFe/Cu/Co s maximami pre Kerrovu rotáciu a elipticitu v okolí 4,5 eV a minimami v okolí 3,5 eV. Nízka kvalita šumu v spektrách poukazuje na dobrú kvalitu povrchu multivrstiev.

Teoretické krivky boli namodelované užitím nasledovných modelov.

Teoretické modely

t=3nm:

- (IBS, 2011) $t_{NiFe} = 5/t_{NiFe/Cu} = 0/t_{Co} = 5/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 6$

Teoretický model danej multivrstvy plne odpovedá modelovej štruktúre kompletnej multivrstvy udanej z výroby, z čoho usudzujeme, že táto vzorka má ostré rozhrania a homogénne vrstvy.

t=5nm:

- (IBS, 2011) $t_{NiFe} = 3.5/t_{NiFe/Cu} = 1.5/t_{Co} = 4/t_{Co/CoO} = 1/t_{CoO} = 6$

Použitý teoretický model dobre popisuje experimentálne dáta. Táto modelová štruktúra sa však líši od modelovej štruktúry kompletnej multivrstvy udanej z výroby. Namiesto 5nm vrstvy NiFe obsahuje 3.5 nm vrstvu a mŕtvu zónu NiFe/Cu o hrúbke 1.5 nm. Namiesto 5nm vrstvy Co obsahuje 4 nm vrstvu a mŕtvu zónu Co/CoO o hrúbke 1 nm. Z toho usudzujeme menej ostré rozhrania multivrstvy, ktoré zvyšujú vplyv orange peel efektu a nižšiu homogenitu vrstiev.

Hysterézne správanie: Na obrázkoch 13 a 14 sú vyobrazené polárne hysterézne slučky pre vzorky s t=3 nm a 5 nm. Magnetické pole bolo aplikované kolmo na smer indukovanej magnetickej anizotropie (kolmo na smer easy a hard axis). Na saturáciu vzorky teda bolo potrebné aplikovať pomerne vysoké polia (B=1 T). Experiment prebehol pri vlnovej dĺžke 530 nm (2.34 eV). V slučkách dochádza k tzv. kríženiu (modré šípky). To odpovedá faktu, že počas procesu premagnetovania vrstiev sa najprv do smeru aplikovaného poľa premagnetuje vrstva NiFe pred vrstvou Co.

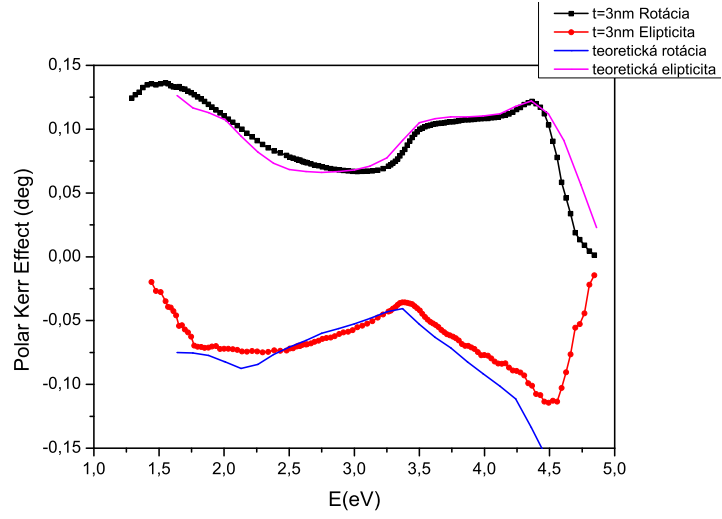


Figure 11: Polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 3nm$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{NiFe} = 5/t_{NiFe/Cu} = 0/t_{Co} = 5/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 6$.

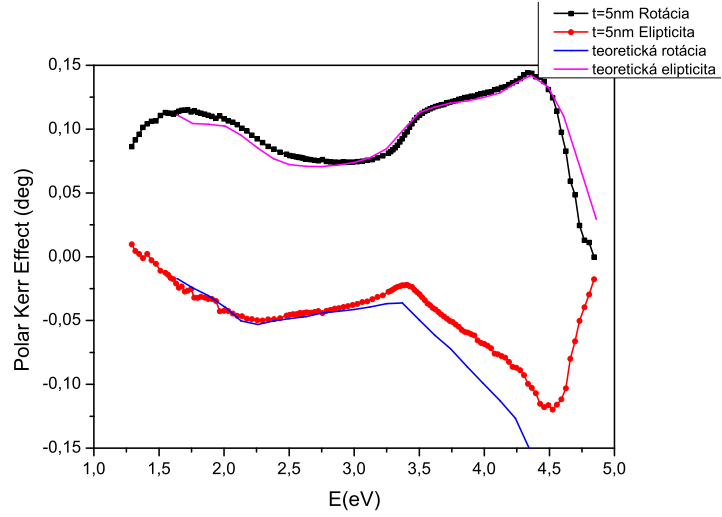


Figure 12: Polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 5nm$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{NiFe} = 3.5/t_{NiFe/Cu} = 1.5/t_{Co} = 4/t_{Co/CoO} = 1/t_{CoO} = 6$.

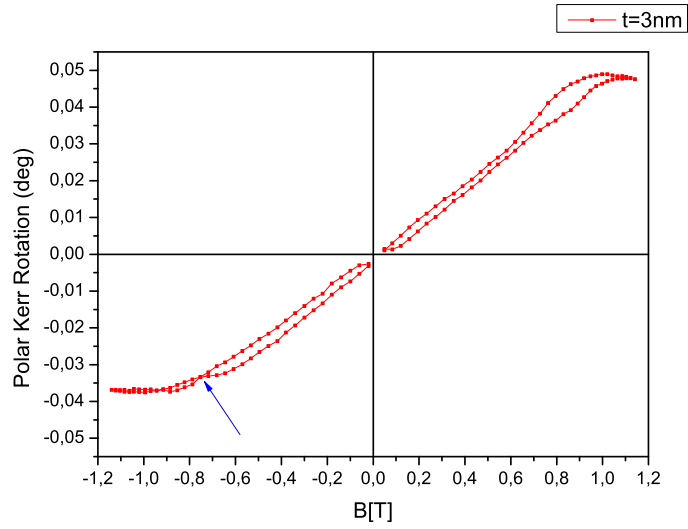


Figure 13: Hysterézná slučka polárneho MOKE javu vzorky s $t = 3nm$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011].

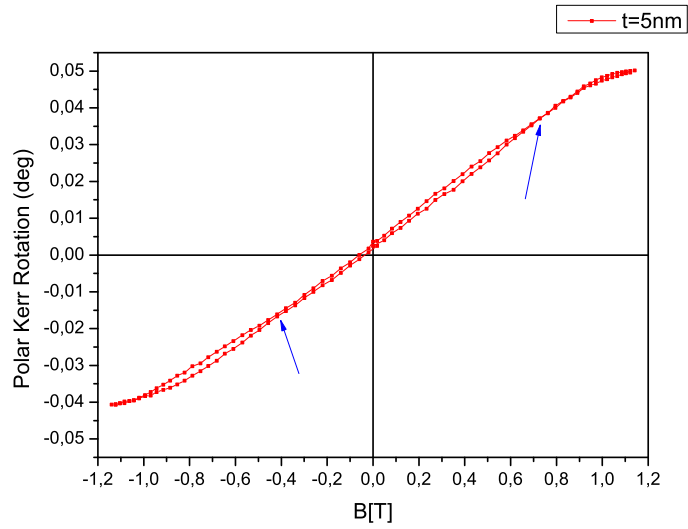


Figure 14: Hysterézná slučka polárneho MOKE javu vzorky s $t = 5nm$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011].

4.1.2 Súborný vzoriek č.2 a č.3

Experimentálne a teoretické kerrovské spektrá: Na obrázku 15 môžeme vidieť spektrá Kerrovej rotácie a elipticity pre súbor vzoriek č.2 pripravený pomocou IBS s hrúbkami Cu spaceru $t = 2, 3, 4$ a 5 nm. Tieto spektrá majú charakteristické črty spinových ventilov na báze NiFe/Cu/Co s maximami pre Kerrovu rotáciu a elipticitu v okolí $4,5$ eV a minimami v okolí $3,5$ eV. Podobne sú na obrázku 16 zobrazené spektrá pre súbor vzoriek č.3 (na obrázkoch značené ako IBAD) pripravených pomocou kombinácie IBS a IBAD s rovnakými charakteristickými črtami.

Na obrázku 17 môžeme vidieť porovnanie experimentálnych spektier vzoriek s rovnakou hrúbkou spaceru t pre súborný vzoriek č.2 a č.3 (IBAD) navzájom a s teoretickými hodnotami pre kompletnú multivrstvu udanú výrobcom.

Ako si môžeme všimnúť, experimentálne spektrá sa výrazne líšia od spektier teoretických. Z toho usudzujeme, že skúmaná štruktúra sa znateľne líši od štruktúry proklamovanej z výroby. Na základe predpokladov uvedených na začiatku kapitoly 2.1 boli teda vytvorené výrazne upravené teoretické modely zobrazené na obrázkoch 18 - 25. Tieto modely porovnateľne lepšie popisujú spektrálnu závislosť experimentálnych dát.

Teoretické modely

$t=2\text{nm}$:

- (IBS, 2013) $t_{\text{NiFe}} = 5/t_{\text{NiFe/Cu}} = 1/t_{\text{Co}} = 1.5/t_{\text{Co/CoO}} = 0/t_{\text{CoO}} = 3.5$
- (IBS a IBAD, 2013) $t_{\text{NiFe}} = 5/t_{\text{NiFe/Cu}} = 0/t_{\text{Co}} = 3/t_{\text{Co/CoO}} = 0/t_{\text{CoO}} = 4$

Teoretický model multivrstvy zo súboru vzoriek č.2 (IBS, 2013) obsahuje mŕtvu zónu NiFe. Pre vzorku zo súboru č.3 (IBS a IBAD, 2013) mŕtve zóny nepozorujeme, navyše pozorujeme väčšiu hrúbku vrstiev Co a CoO. Z toho usudzujeme že IBAD dokázal zlepšiť kvalitu a ostrosť rozhraní, čo viedlo k potlačeniu “orange peel” efektu a zväčšeniu objemu magnetického Co vo vrstve.

$t=3\text{nm}$:

- (IBS, 2013) $t_{\text{NiFe}} = 5.2/t_{\text{NiFe/Cu}} = 0/t_{\text{Co}} = 2.8/t_{\text{Co/CoO}} = 0.6/t_{\text{CoO}} = 2.$
- (IBS a IBAD, 2013) $t_{\text{NiFe}} = 5.7/t_{\text{NiFe/Cu}} = 0/t_{\text{Co}} = 3/t_{\text{Co/CoO}} = 0/t_{\text{CoO}} = 3.$

Teoretický model multivrstvy zo súboru vzoriek č.2 (IBS, 2013) obsahuje mŕtvu zónu Co. Pre vzorku zo súboru č.3 (IBS a IBAD, 2013) mŕtve zóny nepozorujeme. Oproti súboru č.2 opäť pozorujeme väčšiu hrúbku vrstiev NiFe, Co a CoO. Z toho usudzujeme že IBAD dokázal zlepšiť kvalitu a ostrosť rozhraní, čo viedlo k zväčšeniu objemu magnetického Co a NiFe vo vrstve.

$t=4\text{nm}$:

- (IBS, 2013) $t_{NiFe} = 5/t_{NiFe/Cu} = 1/t_{Co} = 2.5/t_{Co/CoO} = 0.5/t_{CoO} = 1$.
- (IBS a IBAD, 2013) $t_{NiFe} = 6.3/t_{NiFe/Cu} = 0/t_{Co} = 2.7/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 2.5$. (IBAD)

Teoretický model multivrstvy zo súboru vzoriek č.2 (IBS, 2013) obsahuje mŕtve zóny NiFe a Co. Pre vzorku zo súboru č.3 (IBS a IBAD, 2013) mŕtve zóny nepozorujeme. Oproti súboru č.2 pozorujeme väčšiu hrúbku vrstiev NiFe, Co a CoO. Z toho usudzujeme že IBAD dokázal zlepšiť kvalitu a ostrosť rozhraní, čo viedlo k zväčšeniu objemu magnetického Co a NiFe vo vrstve.

t=5nm:

- (IBS, 2013) $t_{NiFe} = 5.5/t_{NiFe/Cu} = 1.5/t_{Co} = 2/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 1$.
- (IBS a IBAD, 2013) $t_{NiFe} = 5.5/t_{NiFe/Cu} = 0/t_{Co} = 2/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 3.5$.

Teoretický model multivrstvy zo súboru vzoriek č.2 (IBS, 2013) obsahuje mŕtvu zónu NiFe. V súbore vzoriek č.3 (IBS a IBAD, 2013) mŕtve zóny nepozorujeme. Oproti súboru č.2 pozorujeme väčšiu hrúbku vrstvy CoO. Z toho usudzujeme že IBAD pravdepodobne dokázal zlepšiť kvalitu a ostrosť rozhraní vo vrstve.

Z diskusie jednotlivých teoretických modelov vychádza, že vzorky súboru č.2 (IBS, 2013) v porovnaní s tými kde bola použitá kombinácia IBS a IBAD (súbor č.3) vykazujú mŕtve zóny. Navyše tieto vzorky vykazujú nižšie hodnoty magnetických materiálov Co, NiFe a CoO. Vzhľadom na to, že materiály pre oba súbory vzoriek boli deponované rovnako dlho, vysvetľujeme si tento fakt tzv. “Orange peel” efektom a usudzujeme tak vyššiu drsnosť rozhraní vzoriek súboru č.2 (v porovnaní so súborom č.3).

Hysterézne správanie: Na obrázku 26 sú vyobrazené polárne hysterézne slučky pre vzorky zo súborov č.2 a č.3. Magnetické pole bolo aplikované kolmo na smer indukovanej magnetickej anizotropie (kolmo na smer easy a hard axis) a experiment prebehol pri vlnovej dĺžke 530 nm (2.34 eV). V slučkách dochádza k tzv. kríženiu (modré šípky), ktoré odpovedá tomu, že sa vrstva NiFe saturuje pred vrstvou Co. V grafoch na obrázku 26 pozorujeme namiesto očakávaných dvoch krížení len jedno kríženie. Daný fakt si vysvetľujeme prítomnosťou experimentálnej chyby.

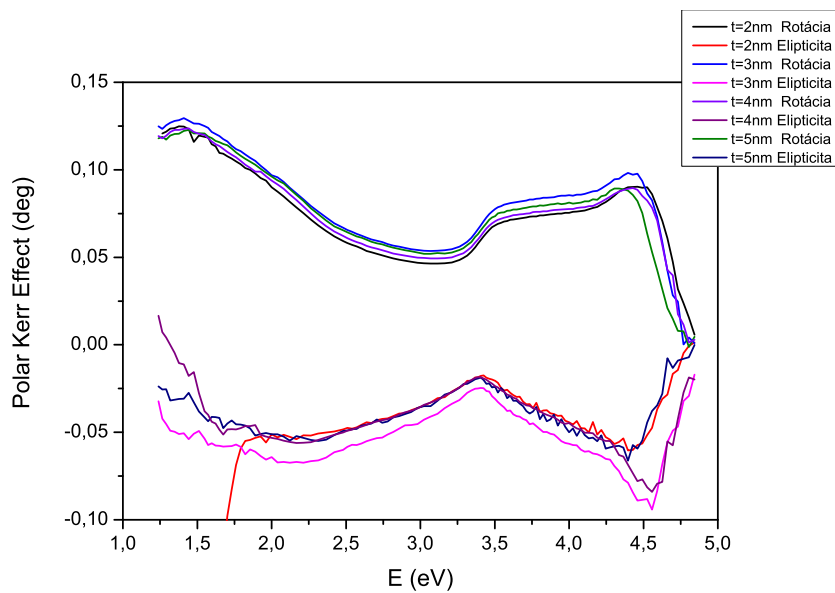


Figure 15: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzoriek s $t = 2, 3, 4$ a 5nm .
[Metóda výroby *IBS*, rok výroby 2013]

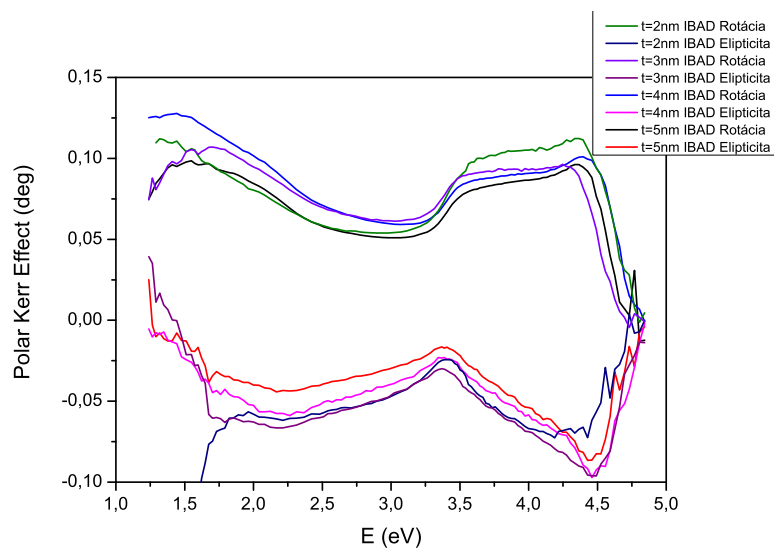


Figure 16: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzoriek s $t = 2, 3, 4$ a 5nm [Metóda výroby *IBS* a *IBAD*, rok výroby 2013]

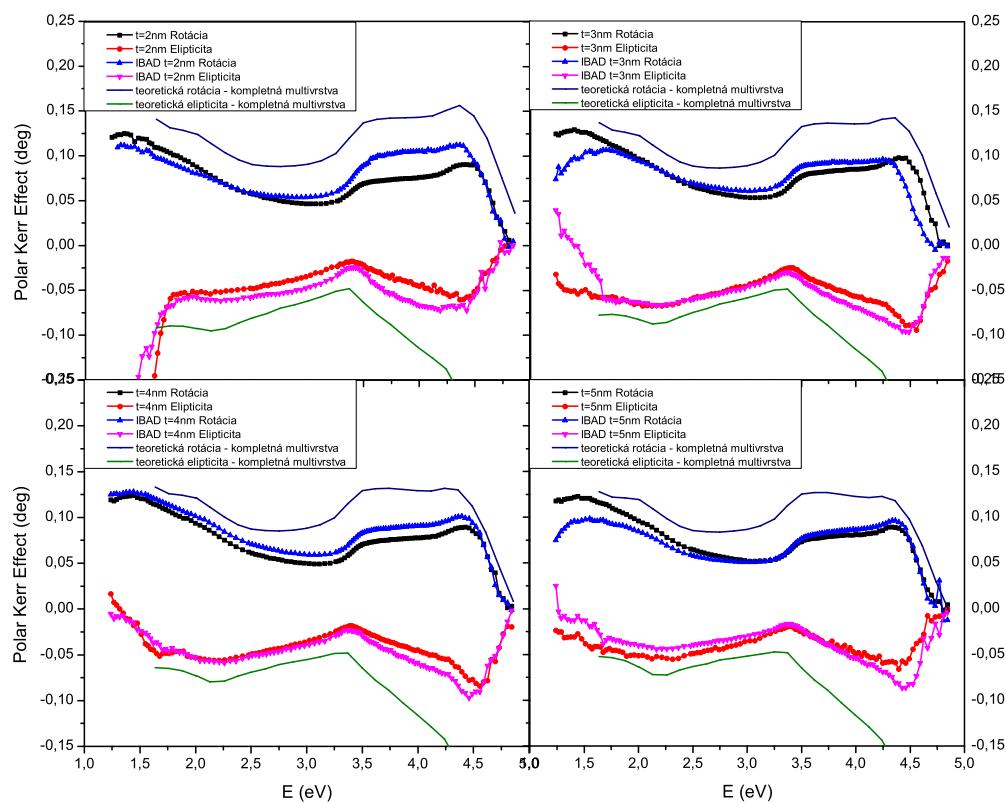


Figure 17: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzoriek s $t = 2, 3, 4$ a 5 nm. Porovnanie súborov vzoriek č.2 [Metóda výroby *IBS*, rok výroby 2013] a č.3 [Metóda výroby *IBS* a *IBAD*, rok výroby 2013] navzájom a s teoretickými hodnotami pre kompletnú multivrstvu.

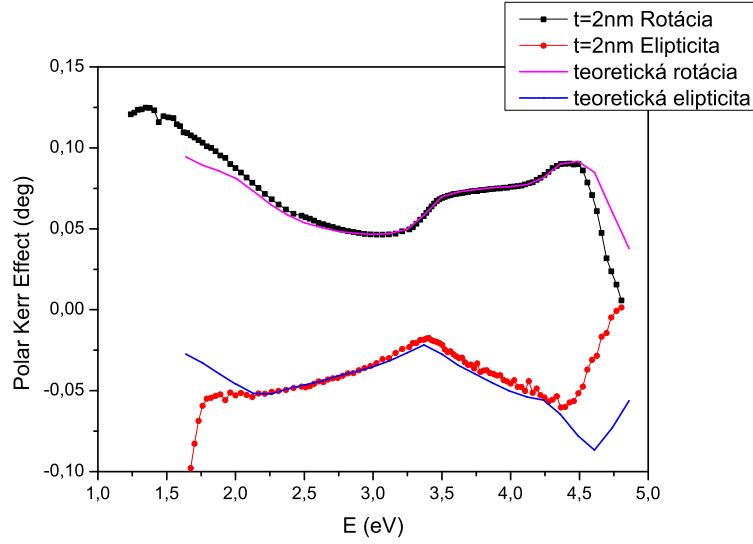


Figure 18: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 2nm$ [metóda *IBS*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{NiFe} = 5/t_{NiFe/Cu} = 1/t_{Co} = 1.5/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 3.5$.

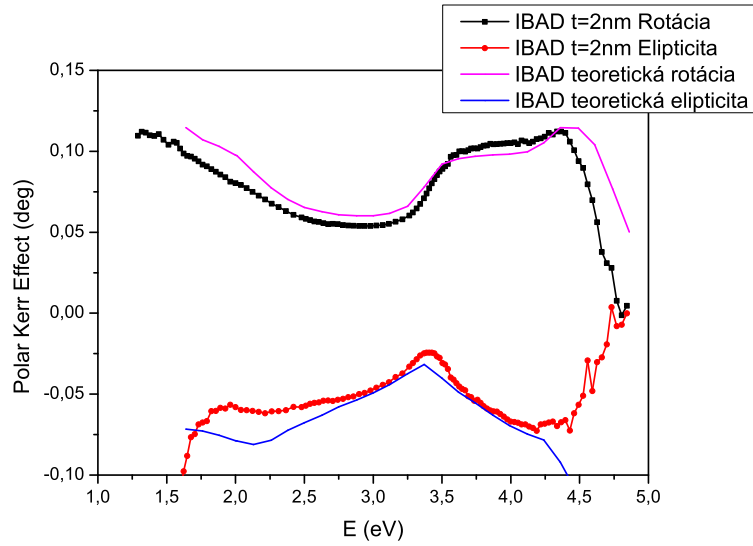


Figure 19: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 2nm$ [metóda *IBS* a *IBAD*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{NiFe} = 5/t_{NiFe/Cu} = 0/t_{Co} = 3/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 4$.

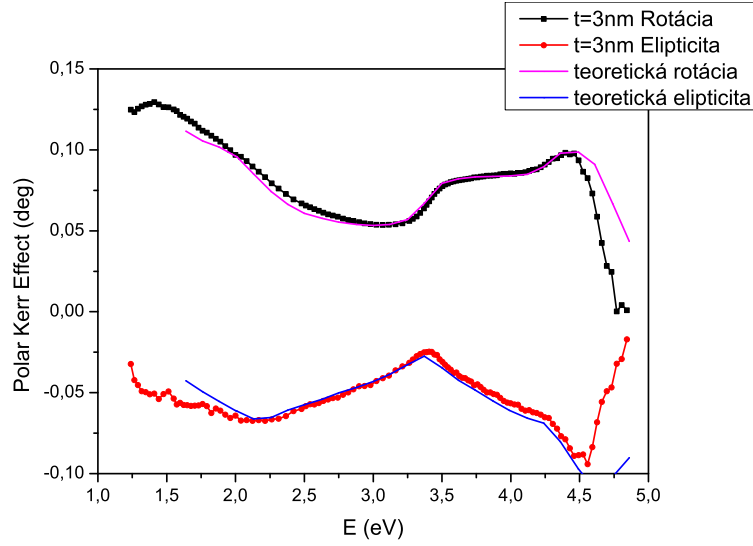


Figure 20: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 3\text{nm}$ [metóda *IBS*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{\text{NiFe}} = 5.2/t_{\text{NiFe/Cu}} = 0/t_{\text{Co}} = 2.8/t_{\text{Co/CoO}} = 0.6/t_{\text{CoO}} = 2$.

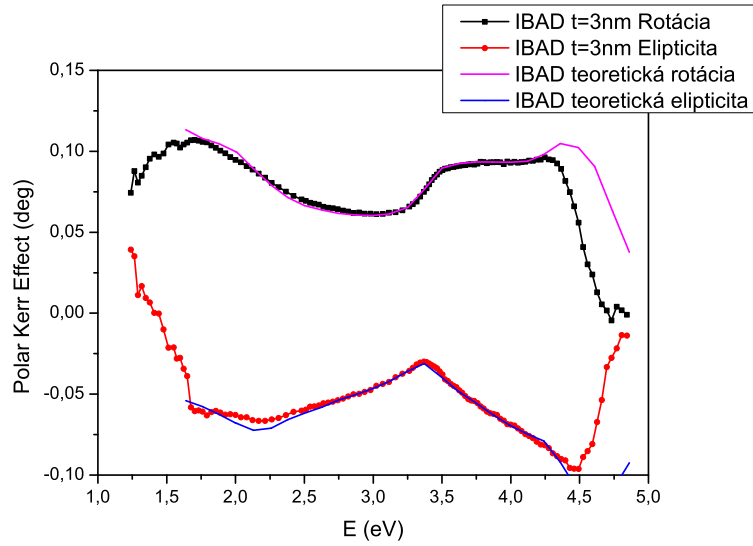


Figure 21: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 3\text{nm}$ [metóda *IBS* a *IBAD*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{\text{NiFe}} = 5.7/t_{\text{NiFe/Cu}} = 0/t_{\text{Co}} = 3/t_{\text{Co/CoO}} = 0/t_{\text{CoO}} = 3$.

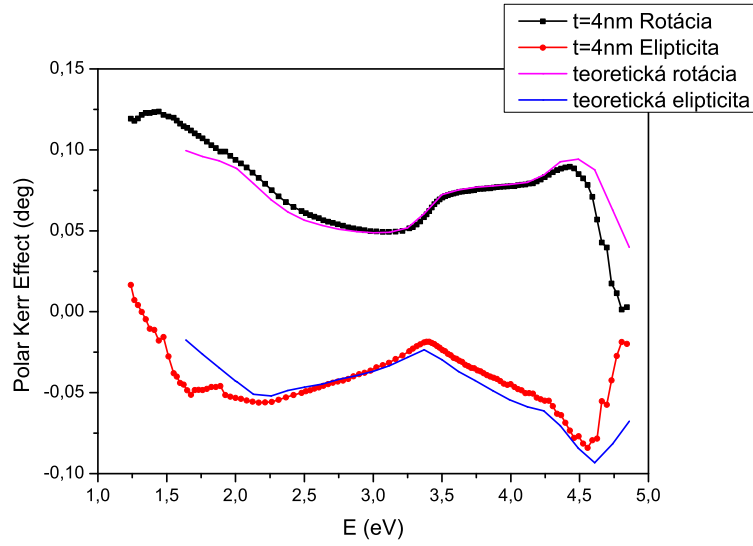


Figure 22: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 4\text{nm}$ [metóda *IBS*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{\text{NiFe}} = 5/t_{\text{NiFe/Cu}} = 1/t_{\text{Co}} = 2.5/t_{\text{Co/CoO}} = 0.5/t_{\text{CoO}} = 1$.

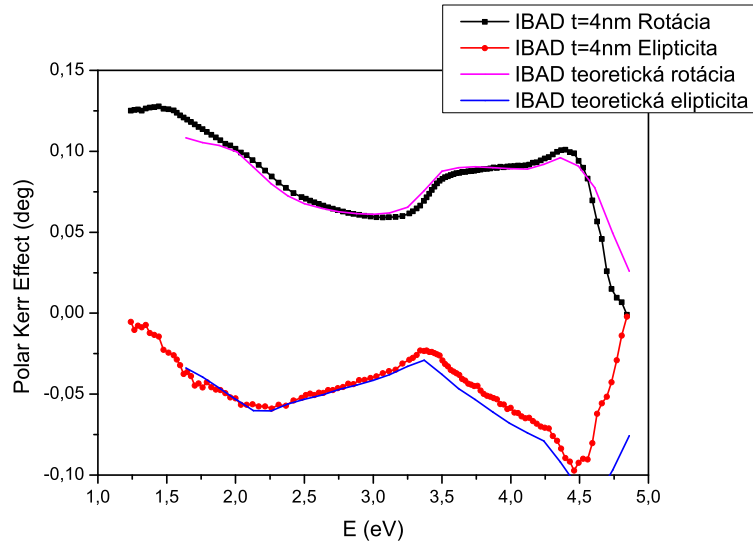


Figure 23: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 4\text{nm}$ [metóda *IBS* a *IBAD*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{\text{NiFe}} = 6.3/t_{\text{NiFe/Cu}} = 0/t_{\text{Co}} = 2.7/t_{\text{Co/CoO}} = 0/t_{\text{CoO}} = 2.5$.

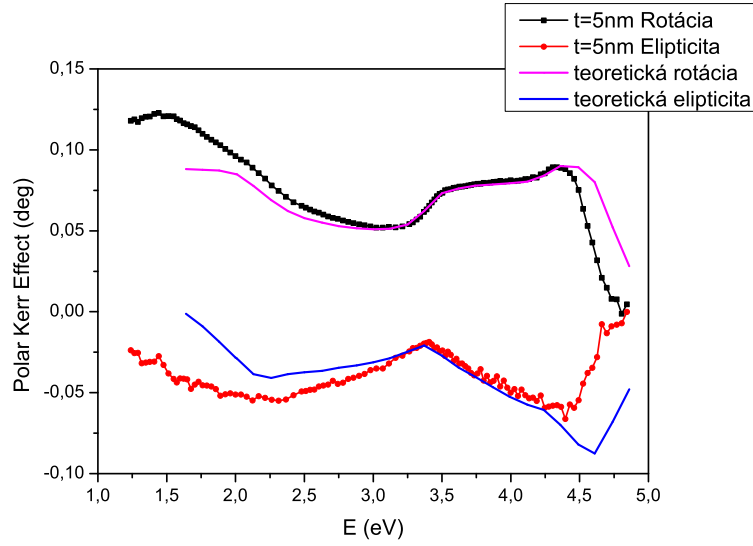


Figure 24: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 5nm$ [metóda *IBS*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{NiFe} = 5.5/t_{NiFe/Cu} = 1.5/t_{Co} = 2/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 1$.

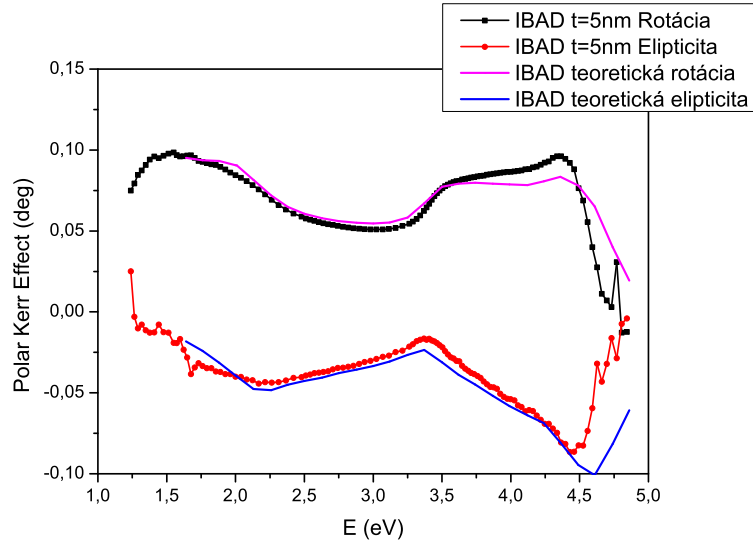


Figure 25: Experimentálne polárne MOKE spektrum vzorky s $t = 5nm$ [metóda *IBS* a *IBAD*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $t_{NiFe} = 5.5/t_{NiFe/Cu} = 0/t_{Co} = 2/t_{Co/CoO} = 0/t_{CoO} = 3.5$.

4.2 LONGITUDINÁLNA KONFIGURÁCIA

Táto podkapitola obsahuje získané experimentálne dáta pre longitudinálnu konfiguráciu a ich porovnanie s teoretickými dátami. Teoretické dáta boli získané s pomocou modelu založenom na Yehovom formalizme a naprogramované v programe MATLAB.

4.2.1 Súbor vzoriek č.1

Experimentálne a teoretické kerrovské spektrá: Študované vzorky boli umiestnené v magnetickom poli 5 mT, ktoré postačuje na ich saturáciu. Longitudinálne spektrá Kerrovej rotácie boli premerané v spektrálnom rozsahu 256 – 1000 nm (1,2 - 4,8 eV). Experimentálna aparatura bola nastavená na uhol dopadu $\varphi_0 = 56^\circ$. Magnetické pole bolo aplikované v rovine indukovanej magnetickej anizotropie. V teoretických modeloch longitudinálnej konfigurácie sme pre jednotlivé vzorky použili rovnaké hĺbkové profily multivrstiev ako v teoretických modeloch polárnej konfigurácie (viz. kapitola 4.1.1).

Na obrázkoch 27 a 28 môžeme vidieť experimentálne longitudinálne kerrovské rotácie pre vzorky s $t = 3$ nm a $t = 5$ nm a ich porovnanie s teoretickými hodnotami. Tieto spektrá majú charakteristické črty spektier spinových ventílov na báze NiFe/Cu/Co s maximom pre Kerrovu rotáciu v okolí 4 eV. Ako môžeme vidieť, teoretické modely pre dané multivrstvy veľmi dobre odpovedajú experimentálnym dátam. To potvrdzuje správne stanovenie modelovej štruktúry spektier polárneho Kerrovho javu.

Hysterézne správanie: Na obrázkoch 29 a 30 sú vyobrazené longitudinálne hysterézne slučky pre vzorky zo súboru č.1. Magnetické pole bolo aplikované v rovine indukovanej magnetickej anizotropie, pre rôzne orientácie natočenia vzorku voči easy axis. Experimentálna aparatura bola nastavená na uhol dopadu $\varphi_0 = 56^\circ$ a experiment prebehol pri vlnovej dĺžke 530 nm (2.34 eV).

Ako môžeme vidieť, v hysteréznych slučkách dochádza k postupnému prepínaniu vrstiev, ktorému na grafoch odpovedajú skokové zmeny. Prvá skoková zmena odpovedá premagnetovaniu vrstvy NiFe a druhá skoková zmena premagnetovaniu vrstvy Co. Ako si môžeme všimnúť, skokové zmeny sú výraznejšie ak je vzorka orientovaná v blízkosti uhlu 0° , ktorý odpovedá smeru easy axis. Magnetické vrstvy sa do tohoto smeru premagnetovávajú ľahko a veľmi rýchlo sa preklopiť už pri malej hodnote aplikovaného poľa. Na druhej strane nepozorujeme žiadne skokové zmeny pre orientáciu pod uhlom 90° , ktorý odpovedá smeru hard axis. Vrstvy sa do tohoto smeru premagnetovávajú spoločne, čo odpovedá ich postupnému preklápaniu do smeru aplikovaného poľa [16].

Ďalej si môžeme všimnúť, že skokové zmeny sú menej výrazné pre vzorku s hrúbkou spaceru $t = 3$ nm. To je spôsobené tým, že zníženie hrúbky spaceru t zvyšuje výmenné interakcie medzi nedokonalými magnetickými vrstvami NiFe a Co. Tieto vrstvy sa teda výraznejšie ovplyvňujú (silnejší coupling) a majú vyššiu tendenciu premagnetovávať sa spoločne.

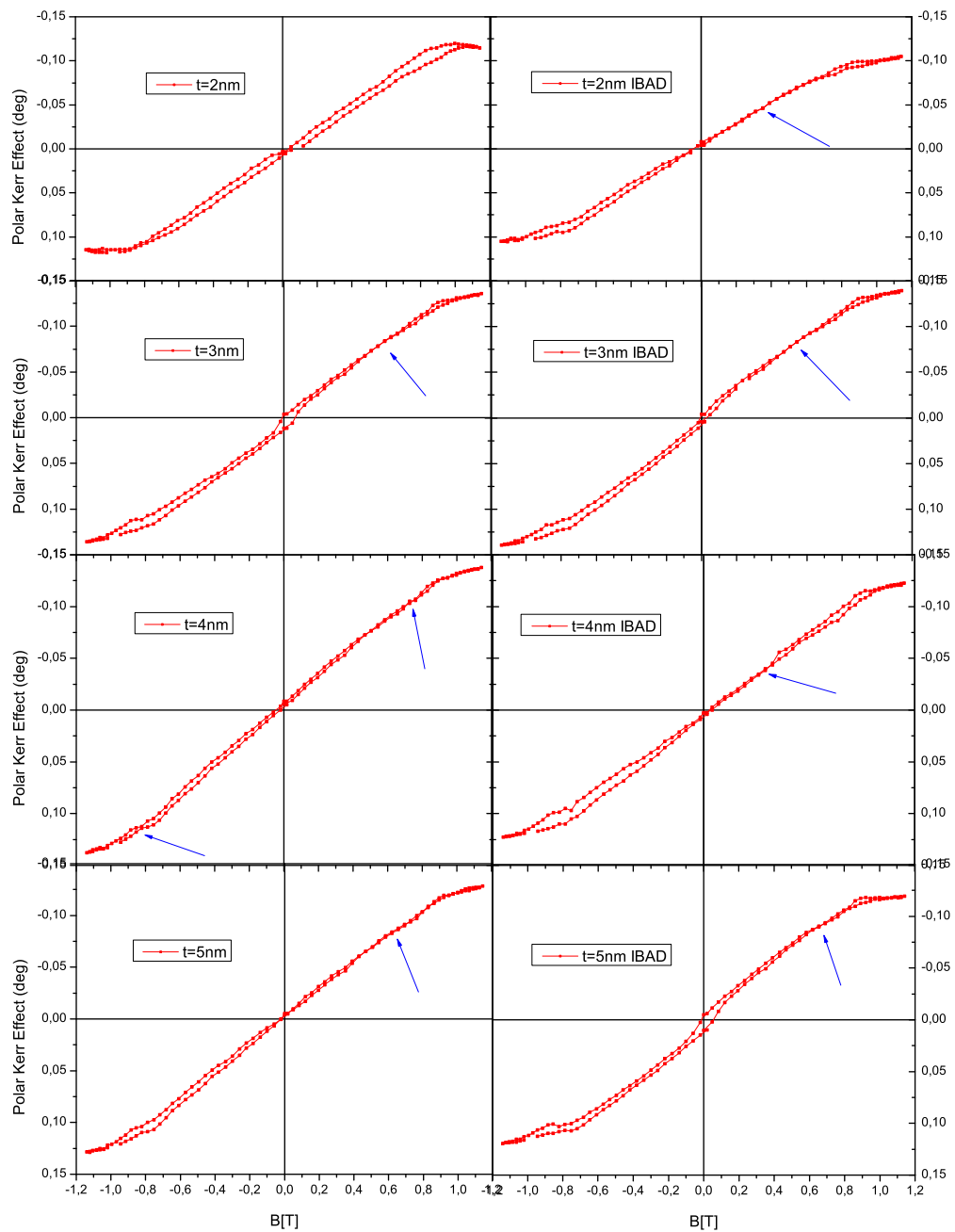


Figure 26: Experimentálne hysterézne slučky polárneho MOKE javu pre vzorky zo súborov č.2 (vľavo) a č.3 (vpravo)

Na obrázku 31 môžeme vidieť polárny graf longitudinálneho MOKE javu v remanencii. Z tohoto obrázku jasne vyplýva uniaxiálna magnetická anizotropia nami skúmaných vzoriek.

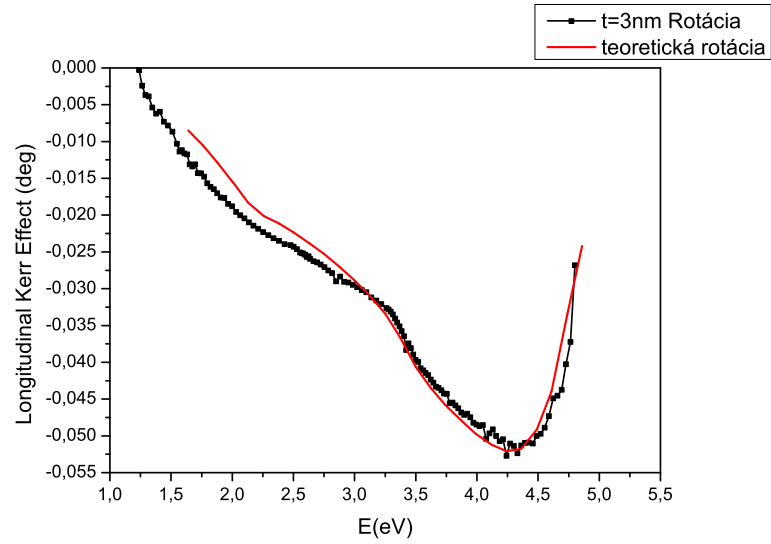


Figure 27: Longitudinálna Kerrova rotácia vzorky s $t = 3nm$ [metóda *IBS*, rok výroby 2011]. Použitý teoretický model štruktúry $d_{NiFe} = 5/d_{NiFe/Cu} = 0/d_{Co} = 5/d_{Co/CoO} = 0/d_{CoO} = 6$. Uhol dopadu $\varphi_0 = 56^\circ$.

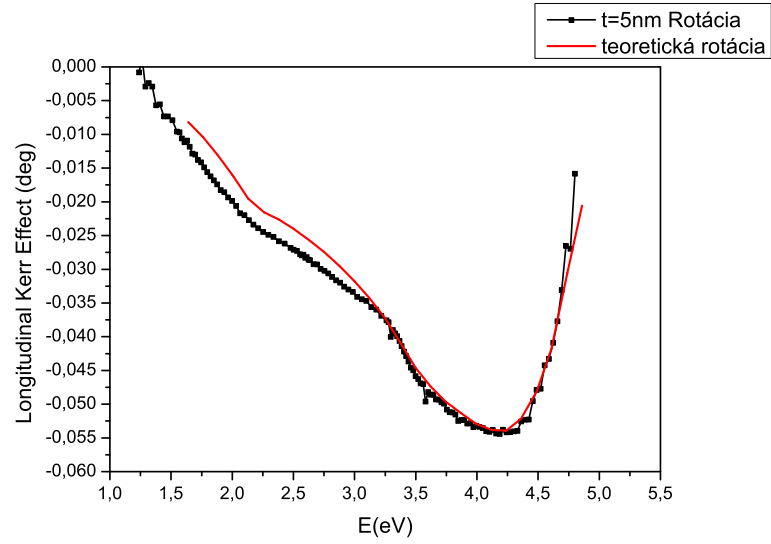


Figure 28: Longitudinálna Kerrova rotácia vzorky s $t = 5nm$ [metóda *IBS*, rok výroby 2011]. Použitý teoretický model štruktúry $d_{NiFe} = 3.5/d_{NiFe/Cu} = 1.5/d_{Co} = 4/d_{Co/CoO} = 1/d_{CoO} = 65$. Uhol dopadu $\varphi_0 = 56^\circ$.

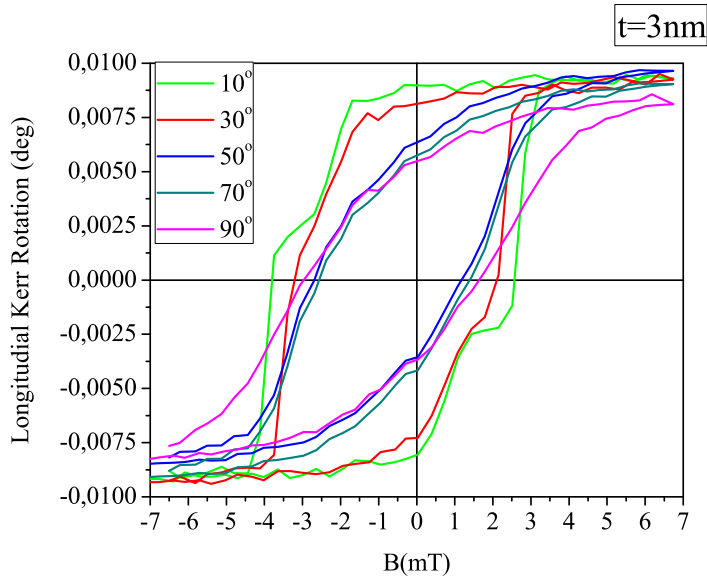


Figure 29: Hysterézná slučka longitudinálneho MOKE javu vzorky s $t = 3nm$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011]. Uhol dopadu $\varphi_0 = 56^\circ$.

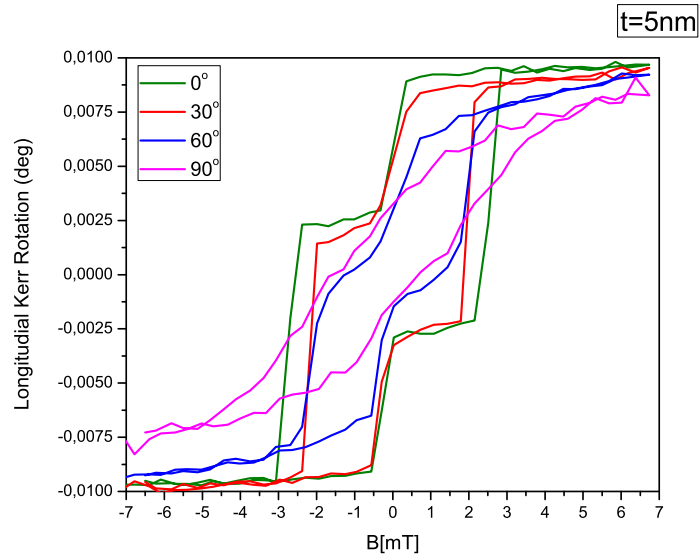


Figure 30: Hysterézna slučka longitudinálneho MOKE javu vzorky s $t = 5\text{nm}$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011]. Uhol dopadu $\varphi_0 = 56^\circ$.

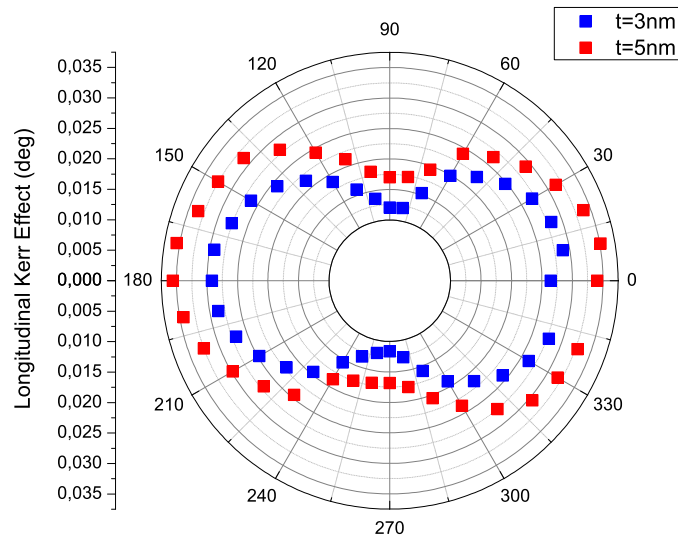


Figure 31: Polárny graf v remanencii pre vzorky s $t=3\text{nm}$ a $t=5\text{nm}$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011].

4.2.2 Súborný vzoriek č.2 a č.3

Experimentálne a teoretické kerrovské spektrá: Študované vzorky boli umiestnené v magnetickom poli 5 mT, ktoré postačuje na ich saturáciu. Longitudinálne spektrá Kerrovej rotácie boli premerané v spektrálnom rozsahu 256 – 1000 nm (1,2 - 4,8 eV). Experimentálna aparátúra bola nastavená na uhol dopadu $\varphi_0 = 72^\circ$. Magnetické pole bolo aplikované v rovine indukovanej magnetickej anizotropie.

Na obrázku 32 môžeme vidieť experimentálne longitudinálne kerrovské rotácie pre vzorky s $t = 3$ nm zo súborov č.2 (IBS, 2013) a č.3 (IBS a IBAD, 2013) a ich porovnanie s teoretickými hodnotami pre kompletnú multivrstvu. Ako si môžeme všimnúť experimentálne spektrá si zachovávajú charakteristické črty spektier spinových ventilov na báze NiFe/Cu/Co s maximom pre Kerrovu rotáciu v okolí $E = 4$ eV. Napriek tomu sa však výrazne líšia od teoretického spektra. V ďalších teoretických modeloch longitudinálnej konfigurácie sme teda použili rovnaké hĺbkové profily multivrstiev ako tie, ktoré sme zistili v teoretickom modelovaní pri polárnej konfigurácii (viz. kapitola 2.4.2). Z výsledného porovnania na obrázkoch 33 a 34 vidíme, že experimentálne a teoretické hodnoty si dobre odpovedajú. To potvrdzuje správne stanovenie modelovej štruktúry spektier polárneho Kerrovho javu.

Zvýšená miera šumu spektra longitudinálnej rotácie bola pravdepodobne spôsobená degradáciou povrchu vzoriek (pravdepodobne zlé uskladnenie), ktorých longitudinálne spektrá boli premerané z výrazným časovým odstupom od merania polárnych spektier. Zvýšená miera šumu bola taktiež daná samotným longitudinálnym experimentálnym usporiadaním, v ktorom sa vo zvýšenej miere prejavujú parazitné efekty ako rozptyl na drsnom povrchu (výraznejší pri väčších uhloch dopadu φ_0) apod. Navyše pridaním fázových doštičiek klesla intenzita meraného signálu, čo taktiež negatívne ovplyvnilo výsledné spektrá. Odchýlka od teoretickej krivky nad 4.2 eV bola pravdepodobne spôsobená zníženou citlivosťou experimentálnej aparátúry v danej vlnovej oblasti.

Hysterézne správanie: Na obrázkoch 35 a 36 sú vyobrazené longitudinálne hysterézne slučky pre vzorky s $t = 3$ nm zo súborov č.2 (IBS, 2013) a č.3 (IBS a IBAD, 2013). Magnetické pole bolo aplikované v rovine indukovanej magnetickej anizotropie, pod rôzne orientovanými uhlami. Experimentálna aparátúra bola nastavená na uhol dopadu $\varphi_0 = 72^\circ$ a experiment prebehol pri vlnovej dĺžke 530 nm (2.34 eV)

Ako môžeme vidieť, v nami nameraných hysteréznych slučkách nedochádza k postupnému prepínaniu vrstiev, ktoré sme mohli pozorovať pre prípad súboru vzoriek č.1. Prvý dôvod je, že ide o vzorky s $t = 3$ nm v ktorých sa vrstvy NiFe a Co výraznejšie ovplyvňujú. Druhý dôvod je, že vzorky zo súborov č.2 a č.3 obsahujú oproti súboru č.1 výrazne menej Co. Vrstva Co je teda výraznejšie ovplyvnená magnetizáciou vrstvy NiFe a premagnetováva sa rýchlejšie, takmer súčasne s vrstvou NiFe.

(Niektorí by mohli argumentovať, že vzorka s $t = 5$ nm zo súboru č.1 taktiež obsahuje tenšiu vrstvu Co, a teda by pre ňu mala platiť podobná argumentácia

a schody by mali byť menej viditeľné. V skutočnosti je však dôležitý pomer hrúbok vrstiev Co a Nife. Zatiaľ čo pri vzorke s $t=5\text{nm}$ zo súboru č.1 je to 3.5 : 4 (čo je takmer 1:1), vo vzorkách zo súborov č.2 a č.3 je to 5.7 : 3 a 5.2 : 2.8 (čo je takmer 2:1).)

Ďalej si môžeme všimnúť, že vzorka súboru č.2 sa saturuje pri oveľa nižších poliach ako vzorka súboru č.3. To Opäť vysvetľujeme vyšším obsahom magnetického materiálu.

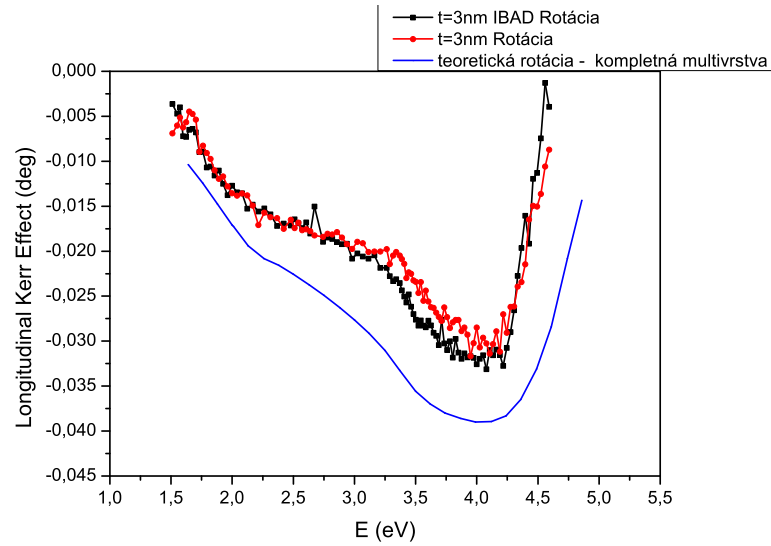


Figure 32: Longitudinálna kerrova rotácia vzoriek s $t = 3\text{nm}$ [metóda *IBS*, rok výroby 2013 - červená krivka; metóda *IBS* a *IBAD*, rok výroby 2013- čierna krivka] .Uhol dopadu $\varphi_0 = 56^\circ$.

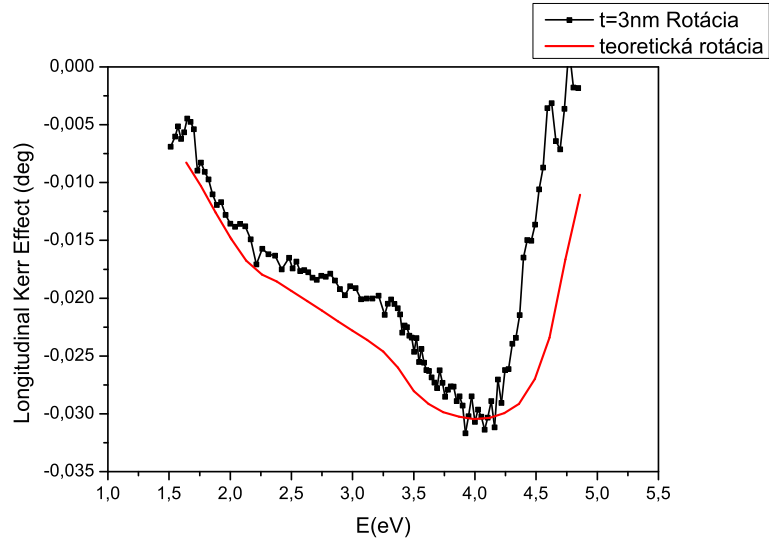


Figure 33: Longitudinálna Kerrova rotácia vzorky s $t = 3nm$ [metóda *IBS*, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $d_{NiFe} = 5.2/d_{NiFe/Cu} = 0/d_{Co} = 2.8/d_{Co/CoO} = 0.6/d_{CoO} = 2$. Uhol dopadu $\varphi_0 = 72^\circ$.

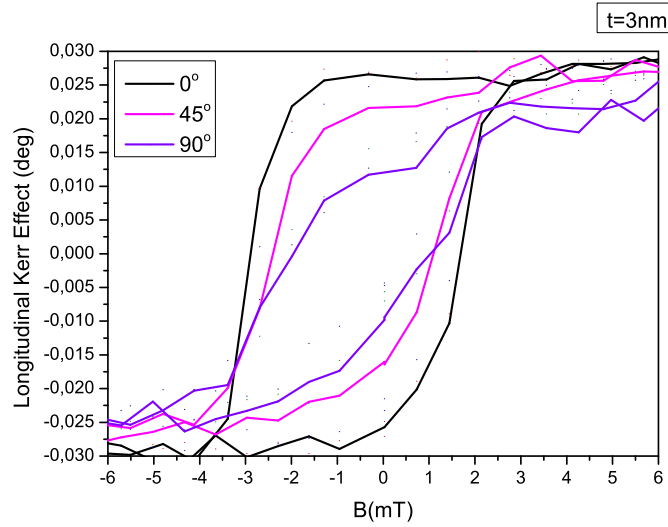


Figure 35: Hysterézná slučka longitudinálneho MOKE javu vzorky s $t = 3nm$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011]. Uhol dopadu $\varphi_0 = 72^\circ$.

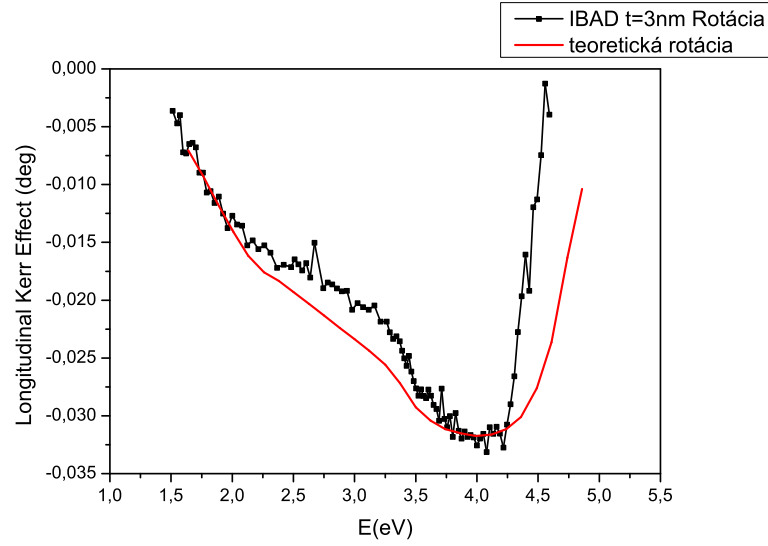


Figure 34: Longitudinálna Kerrova rotácia vzorky s $t = 3nm$ [metóda *IBS* a IBAD, rok výroby 2013]. Použitý teoretický model štruktúry $d_{NiFe} = 5.7/d_{NiFe/Cu} = 0/d_{Co} = 3/d_{Co/CoO} = 0/d_{CoO} = 3$. Uhol dopadu $\varphi_0 = 72^\circ$.

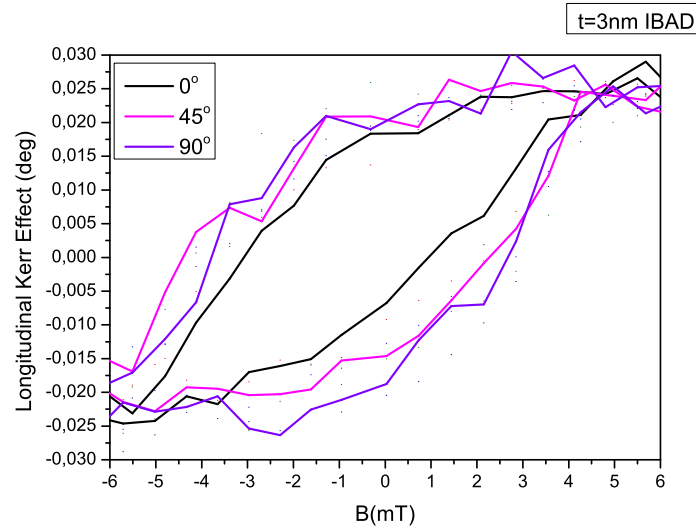


Figure 36: Hysterézná slučka longitudinálneho MOKE javu vzorky s $t = 5nm$ [metóda výroby *IBS*, rok výroby 2011]. Uhol dopadu $\varphi_0 = 72^\circ$.

5 Záver

Táto diplomová práca sa zameriavala na systematické štúdium magnetooptických vlastností spinových ventilov na báze NiFe/Cu/Co s indukovanou magnetickou anizotropiou a na štúdium kvality týchto ventilov v závislosti na metóde výroby (IBS, IBAD). Magnetooptická analýza daného problému v tejto práci vyžadovala poskytnutie krátkeho úvodu k popisu polarizovaného svetla pomocou Jonesových vektorov a stručné zavedenie magnetooptických parametrov Kerrovho magnetooptického javu. Nasledovne bolo potrebné stručne predstaviť teóriu šírenia elektromagnetických vĺn v anizotropných prostrediach a využitím Yehovho formalizmu teoreticky vyjadriť Kerrov jav v multivrstevnatých štruktúrach. Teoreticky bol Kerrov jav popísaný v polárnom (kolmý dopad svetelnej vlny) a longitudinálnom (obecný uhol dopadu svetelnej vlny) usporiadaní. V týchto usporiadaniach taktiež prebiehal samotný experiment, ktorý bol spoločne so vzorkami predstavený na konci teoretickej časti tejto práce. Taktiež bola uvedená metóda efektívneho prostredia, pomocou ktorej bolo možné aspoň približne kvantifikovať kvalitu rozhraní nami skúmaných multivrstiev.

Časť práce venovaná výsledkom obsahuje prehľad experimentálnych spektrier a hysteréznych slučiek Kerrovho magnetooptického javu pre polárnu a longitudinálnu konfiguráciu a ich porovnanie s teoretickými hodnotami. Skúmané boli tri súbory vzoriek, líšiac sa spôsobom prípravy a dátumom vyhotovenia. K teoretickým výpočtom boli použité spektrá tenzorov dielektrickej permitivity pre jednotlivé materiály multivrstvy namerané na katedre magnetooptiky FUKU a prevzaté z [17]. V tejto časti práce je taktiež obsiahnutý popis konkrétneho spôsobu aplikácie metódy efektívneho rozhrania, ktorá nám umožnila aspoň približne kvantifikovať kvalitu jednotlivých rozhraní multivrstiev a vplyv “orange peel” efektu.

Kerrove spektrá pre všetky tri sety vzoriek vykazujú v polárnej konfigurácii maximá pre rotácie a elipticity v okolí 4,5 eV a minimá v okolí 3,5 eV. Hysterézne slučky v polárnej konfigurácii vykazujú podľa očakávania kríženie, ktoré odpovedá tomu, že počas procesu premagnetovania vrstiev, sa do smeru aplikovaného poľa premagnetuje vrstva NiFe pred vrstvou Co.

V longitudinálnej konfigurácii Kerrova rotácia vykazuje pre všetky tri sety vzoriek maximum pre hodnoty v okolí $E=4\text{eV}$. Hysterézne slučky longitudinálnej konfigurácie v súlade s očakávaniami vykazujú pri orientácii magnetického poľa pozdĺž easy axis skokové zmeny, pričom prvý skok odpovedá premagnetovaniu vrstvy NiFe a druhý premagnetovaniu vrstvy Co. Pri orientácii pozdĺž hard axis dané skoky vymiznú a vrstvy sa premagnetovávajú takmer súčasne.

Meraním longitudinálneho efektu v remanencii bola preukázaná uniaxiálna anizotropia nami skúmaných spinových ventilov.

Taktiež sme porovnali dva súbory vzoriek vyrobené pomocou metódy IBS, pričom v druhom súbore bola navyše pri výrobe použitá metóda IBAD. Pomocou sofistikovaných teoretických modelov sme v polárnej konfigurácii zistili, že hĺbkový profil nami skúmaných vzoriek sa mierne líši od profilu deklarovaného výrobcom. Ďalej sme zistili, že vzorky vyrobené za asistencie metódy IBAD vykazujú oproti vzorkám kde táto metóda nebola použitá viac magnetického

materiálu a výrazne menej “mŕtvych zón”. Bolo teda preukázané, že IBAD má podľa očakávaní kladný vplyv na kvalitu rozhraní multivrstvy, a potláča tak vplyv “orange peel” efektu.

Literatúra

1. U. Hartmann, H. Berg, r. Coehoorn, Magnetic multilayers and Giant Magnetoresistance: Fundamentals and Industrial. Springer 1999.
2. Magneto-optic Kerr effect magnetometry and microscopy (MOKE): <http://www.physik.uni-kl.de/hillebrands/research/methods/magneto-optic-kerr-effect-magnetometry-and-microscopy/>
3. R. M. A. Azzam and N. M. Bhashara, Elipsometry and polarized light. North Holland Publishing Company, 1977.
4. M. Nývlt, Doktorandská disertační práce, MFF UK, Praha 1996.
5. J. Franta, Diplomová práce, MFF UK, Praha 1996.
6. Š. Višňovský, Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures, CRC Taylor&Francis, Boca Raton, 2006.
7. J. Hamrle, Diplomová práce, MFF UK Praha, 1998.
8. M. Abe, M. Gomi, Magneto-Optical Effect and Effective Dielectric Tensor in Composite Material Containing Magnetic Fine Particles or Thin Layers, Japanese Journal of Applied Physics, 1984.
9. J. M. D. Coey, Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge University Press, 2009.
10. M. Getzloff, Fundamentals of Magnetism. Springer, 2008.
11. Cobalt(II) oxide: http://en.wikipedia.org/wiki/Cobalt%28II%29_oxide
12. J. M. Slaughter, Magnetoresistance of ion-beam deposited Co/Cu/Co and NiFe/Co/Cu/Co/NiFe spin valves. Journal of Applied Physics, 1999.
13. T. Som, D. Kanjilal, Nanofabrication by Ion-Beam Sputtering: Fundamentals and Applications, CRC press 2012.
14. Laborator pro depozici vrstev s užitím iontových svazku (IBAD) a leptání iontovými svazky: <http://physics.fme.vutbr.cz/ufi.php?Action=0&Id=1425>
15. Š. Višňovský, Popis experimentální sestavy pro magnetooptickou reflexní spektroskopii při libovolném úhlu dopadu světelného svazku.
16. W. S. Lew, A. Samad, Magnetic properties of epitaxial NiFe/Cu/Co spin-valve structures on GaAs (001). Journal of Applied Physics, 2000.
17. E. Barrera-Calva, J. C. Martinez-Flores, L. Huerta, Ellipsometric spectroscopy study of cobalt oxide thin films deposited by sol-gel. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2006.

Použité skratky

- GMR - Jav obrejš magnetorezistencie
- MOKE - Magnetooptický Kerrov jav
- IBS - Iontové naprašovanie
- IBAD - Naprašovanie s asistujúcim iontovým zväzkom
- P - Otočný polarizátor
- NC - Faradayova nulovacia cela
- MC - Faradayova modulačná cela
- R - Retardér
- S - Vzorka ukotvená v elektromagnete
- A - Analyzátor